



Rayonnement cosmique et détection indirecte de matière noire

David Maurin

► To cite this version:

David Maurin. Rayonnement cosmique et détection indirecte de matière noire. Phénomènes cosmiques de haute energie [astro-ph.HE]. Université de Grenoble, 2013. tel-00880159

HAL Id: tel-00880159

<https://theses.hal.science/tel-00880159>

Submitted on 5 Nov 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Mémoire

présenté pour obtenir le diplôme d'

HABILITATION À DIRIGER LES RECHERCHES

Spécialité : **Physique**

Présentée par

David MAURIN

Docteur de l'Université de Savoie

Chercheur CNRS

préparée au **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie**
École doctorale de physique

Rayonnement cosmique et détection indirecte de matière noire

HDR soutenue publiquement le 31/10/2013 ,
devant le jury composé de :

Katia Ferrière

Directeur de recherche, Rapporteur

Jürgen Knödlse

Directeur de recherche, Rapporteur

Pierre Salati

Professeur, Président

Vincent Tatischeff

Chargé de recherche, Rapporteur

Elisabeth Vangioni

Ingénieur de recherche, Examineur




Table des matières

Introduction	1
1 Rayonnement cosmique galactique et matière noire	3
1.1 Présentation et état des lieux	4
1.2 Phénoménologie du RCG dans un modèle simplifié	10
1.3 Quelques résultats	18
1.4 Résumé et perspectives	26
2 Rayonnement γ et cibles pour la détection indirecte de matière noire	29
2.1 Introduction	30
2.2 Les galaxies naines sphéroïdales (dSphs)	33
2.3 Les amas de galaxies	40
2.4 Résumé et perspectives	49
Conclusions	51
A Boîte à outils	53
A.1 Le code USINE	54
A.2 Base de données pour le RC	56
A.3 Le code CLUMPY	59
B Égotisme passager	63
B.1 Errance	63
B.2 Bibliofole : à chacun son h-pouce	65
B.3 (Dé)formation de thèse	67
B.4 Réanimation scientifique	70
Bibliographie	73

Introduction

États d'âmes Une habilitation à diriger des recherches est censée montrer ou valider la capacité d'un chercheur à encadrer et diriger un étudiant dans un travail de recherche. En fait, cette notion est assez floue quand on regarde un peu quelles sont les formalités à remplir dans les diverses universités et écoles doctorales : l'habilitation va du plus long (*pensum* ou thèse *bis*) au plus court (compilation d'articles surmontée d'un chapeau) ; si elle est parfois demandée pour pouvoir encadrer un étudiant, il faut parfois avoir encadré un étudiant pour soutenir une habilitation à diriger des recherches. Bref, quand on pense à la formation dispensée *en sus* pour qualifier le simple chercheur en encadrant — c'est-à-dire aucune —, on se demande bien à quoi sert cet exercice. Une réponse possible et cynique est que l'habilitation est un élément essentiel pour pouvoir s'élever dans les échelons de ce métier (pour gagner plus d'argent et/ou avoir plus de reconnaissance). Une réponse moins cynique est que ceci permet d'avoir des étudiants en thèse. Une troisième réponse est que l'HDR est moins onéreuse qu'une chirurgie plastique : moyennant quelques centaines d'euros, on peut avoir l'impression de redevenir jeune muni de sa carte étudiant légalement obtenue à l'*Université*.

À ce stade, le lecteur est en droit de se demander pour quelle raison j'ai accepté de jouer. La raison est que je me suis engagé auprès d'un étudiant et que j'ai besoin du sésame HDR pour ne pas le laisser en carafe. Le format d'une cinquantaine de pages recommandé par l'école doctorale de l'*Université Joseph Fourier* est une chance à cet égard.  Like
J'aurais néanmoins préféré que vous puissiez suivre cette HDR sur mon fil :

#HDRlight 140 caractères pour résumer le fond de ma pensée, gagnons du temps !

Certains voient dans l'habilitation le bon moment pour faire le point sur leur recherche, pour faire une synthèse d'un sujet et rebondir vers le futur. Pourquoi pas. Cependant, après avoir passé une partie de ces trois dernières années à rédiger des projets et demandes de financement (entre autres pour l'agence nationale rigolote, ANR), l'exercice de l'écriture de cette habilitation a un peu la même saveur. Ce serait donc mentir que de dire que j'ai pris plaisir à rédiger ce document (mis à part mes pitreries habituelles). Au final, j'ai bien sûr fait ce travail avec sérieux, espérant que le lecteur soit moins ennuyé que je ne l'ai été. Il est fort probable que je n'aie pas toujours réussi, ce dont je m'excuse par avance ☺.

Organisation du document Ce document est constitué de deux parties et de deux annexes ¹. Dans le chap. 1, je parle de la composante nucléaire du rayonnement cosmique galactique, des enjeux astrophysiques et ceux reliés à la matière noire. Le chap. 2 est consacré à l'étude des émissions γ dues à l'annihilation de matière noire. Le fil conducteur est la recherche indirecte de matière noire, qui passe par la maîtrise du signal et des fonds astrophysiques. Chaque partie propose une introduction du sujet, un état des lieux, une compilation

1. Si vous avez entre vos mains la version électronique de ce document, un simple *clic* vous ouvrira la page *web* du lien (ou le document pdf) de la référence bibliographique concernée (suivez les **hyperliens en rose**).

des résultats obtenus et quelques perspectives et directions de recherches à développer pour les années à venir. La conclusion générale revient sur le lien et la complémentarité des particules chargés et neutres et l'articulation de ces deux messagers pour de futures études hors de la Galaxie. L'annexe A présente quelques outils développés utilisés pour ces études et qui ont été rendus publics. L'annexe B, un peu plus personnelle, revient sur mon parcours, mon CV et le rôle que j'ai pu avoir dans l'encadrement d'étudiants de master et de thèse et dans l'animation scientifique.

Remerciements En premier lieu, merci aux membres du jury d'avoir accepté de relire ce manuscrit. Je m'excuse platement pour la perte de temps occasionnée.

La rédaction de ce manuscrit m'a ramené quelques années en arrière, à l'époque où je collaborais uniquement avec mes collègues du *LAPTh*. C'est toujours avec un grand plaisir que je repense à cette période. Nous avons réussi à former une équipe très dynamique, complémentaire, très efficace, avec des gens vraiment chouettes. Ce contexte nous a permis d'obtenir de très beaux résultats, le tout dans la bonne humeur, voire la franche rigolade. Merci donc à Fiorenza, Pierre et Richard.

Je remercie Élisabeth au contact de qui j'ai énormément appris après ma thèse. Le monde de la recherche est constitué d'êtres humains avec leurs qualités et défauts. Comme dans la plupart des relations de ce bas monde, les gens prennent quand ils peuvent, échangent quand une transaction est possible et passent à autre chose quand il n'y a rien à gagner. Élisabeth donne de son temps tout le temps pour des conseils, pour partager son expérience, offrir des choix et des opportunités. J'ai eu la chance d'en profiter.

Je remercie aussi les différents collègues et directeurs de laboratoires qui m'ont donné un coup de pouce ou tout simplement simplifié la vie ces dix dernières années (les autres sont retournés à la poussière mémorielle). Merci à mes collègues² du *LPSC*, mes collaborateurs, les stagiaires, étudiants et post-doctorants avec qui j'ai eu le plaisir de travailler, ou juste ceux avec qui la vie sociale est tout simplement plus sympa (ils sont encore plus nombreux que ceux que je n'ai pas nommés).

Pour finir en apothéose, un grand merci à Céline pour son soutien, son aide, son efficacité, sa bonne humeur et tout le reste. Je plussoie.

2. Mention spéciale à Laurent (qui s'en passerait sans aucun doute) pour m'avoir dessillé les yeux et montré la voie de *Google-translate*TM : je reste seul à blâmer pour tout frangliscisme oublié dans le manuscrit !

1

Rayonnement cosmique galactique et matière noire

Sommaire

1.1	Présentation et état des lieux	4
1.1.1	La découverte du rayonnement cosmique galactique (RCG)	4
1.1.2	Données du rayonnement cosmique (RC)	4
1.1.3	La composante nucléaire du RCG	6
1.1.4	Développements théoriques, questions ouvertes	7
1.1.5	Astroparticules et détection indirecte de matière noire	9
1.2	Phénoménologie du RCG dans un modèle simplifié	10
1.2.1	Équation de transport	11
1.2.2	Modèle simplifié : paramètres et dégénérescences	13
1.3	Quelques résultats	18
1.3.1	Détermination des paramètres de transport et sources	19
1.3.2	Étude du quartet (^1H , ^2H , ^3He , ^4He)	22
1.3.3	Anti-protons and anti-deutérons	23
1.3.4	Origine, facteur d'amplification du signal matière noire	24
1.4	Résumé et perspectives	26



A PREMIÈRE ACTIVITÉ dont je vais parler dans ce document concerne le rayonnement cosmique d'origine galactique (RCG). J'ai commencé à travailler dans ce domaine pendant ma thèse, durant laquelle j'avais étudié les paramètres de transport du RCG. Grâce à une détermination des paramètres compatibles avec le rapport Bore/Carbone (Maurin et al. 2001), nous avons pu montrer l'accord entre le calcul du flux *standard* (d'origine astrophysique) d'anti-protons et les données (Donato et al. 2001)¹. Dans les années qui ont

1. À l'époque, ce canal était considéré comme très prometteur pour la recherche indirecte de matière noire.

suivi, ces études ont été élargies pour affiner notre compréhension du RCG et pour étudier les contraintes mises sur les candidats matière noire (voir ann. B.2 pour une liste exhaustive de mes publications reliées au RCG). Les travaux que je présente ici se placent donc dans la continuité de mon travail de thèse.

Ce chapitre est organisé comme suit² : il débute par une brève introduction sur les mesures et les modèles (§1.1), puis la phénoménologie des noyaux du RCG est présentée à travers un modèle simplifié (§1.2). Je présente ensuite le résultat d’analyses récentes (menées lors du co-encadrement des thèses d’Antje Putze et Benoît Coste), ainsi que des études en lien avec la détection indirecte de matière noire (§1.3). Je termine avec quelques directions de recherches sur cette thématique pour les années à venir (§1.4).

1.1 Présentation et état des lieux

1.1.1 La découverte du rayonnement cosmique galactique (RCG)

Un siècle après la découverte du rayonnement cosmique (RC) par **Viktor Hess** en 1912, de nombreuses questions restent ouvertes. Le terme *rayons cosmiques* provient de Millikan, alors opposé à Compton, défendant l’idée que le RC était constitué de photons γ . L’origine chargée de ce rayonnement a été confirmée dans les années qui suivent³.

Les particules arrivant jusqu’à nous sont en réalité issues de gerbes de particules énergétiques (autour du GeV) interagissant avec l’atmosphère terrestre. Jusqu’aux années cinquante, l’étude de ces gerbes par des techniques en constant développement permettra la découverte du positon (**Anderson 1933a,b**), du muon (**Anderson et Neddermeyer 1936; Neddermeyer et Anderson 1937, 1939**), du pion (**Lattes et al. 1947**) — pour lequel le co-découvreur Powell obtient (avec le développement de méthodes photographiques pour la physique nucléaire) le prix Nobel en 1950 —, du kaon (**Rochester et Butler 1947**) et finalement du premier hypéron (le récit de cette découverte est narré dans **Wroblewski 2004**). Dans les années cinquante, les premiers accélérateurs capables d’atteindre le GeV sont développés, et la recherche de nouvelles particules se poursuit par ce biais ; la physique des particules et l’étude du RC deviennent deux champs de recherche distincts.

1.1.2 Données du rayonnement cosmique (RC)

À partir des années cinquante, des efforts ont été menés pour caractériser la composition et le spectre du RC hors de l’atmosphère (c’est-à-dire avant interaction) : une grande variété d’expériences (en ballon, sur satellite, à bord de navette spatiale, sur la station spatiale internationale ou même au sol) et un grand nombre de techniques (émulsions nucléaires, chambres à dérive, compteurs Cherenkov, spectromètres...) ont été mis en œuvre. Présentons brièvement pour les différentes sondes du RCG quelques dates clés et découvertes majeures :

2. Je renvoie le lecteur à mon manuscrit de thèse (**Maurin 2001**) ou aux thèses d’Antje Putze (**Putze 2009**) et Benoît Coste (**Coste 2012**) pour une présentation complète et détaillée du RCG.

3. Pour un historique complet des efforts menant à cette découverte, voir le chap. 1 de la thèse d’Antje Putze (**Putze 2009**).

Éléments Présence dans le RCG d'éléments dits lourds $Z < 30$ (Freier et al. 1948a,b), extrêmement lourds $Z \geq 30$ (Fowler et al. 1967; Blanford et al. 1969) et ultra lourds $Z > 90$ (Fowler et al. 1970; O'Sullivan et al. 1971; Price et al. 1971).

Isotopes instables Les isotopes et en particulier les noyaux instables (dits horloges du RC) ont été observés avec plus ou moins de difficulté en raison de leur abondance qui diminue avec les masses croissantes (et une séparation relative de masse décroissante entre deux isotopes) : ^{10}Be (Webber et al. 1973), ^{36}Cl (Young et al. 1981), ^{26}Al (Webber 1982) et ^{54}Mn (Webber et al. 1979).

Anti-noyaux Les anti-protons, environ 10^4 fois moins abondants que les protons, n'ont été observés qu'à la fin des années soixante-dix (Bogomolov et al. 1979; Golden et al. 1979). Les anti-deutérons, attendus à un facteur $\sim 10^{-4}$ plus bas (Chardonnet et al. 1997) n'ont toujours pas été détectés : la meilleure limite est donnée par le ballon BESS (Fuks et al. 2005) et reste trois ordres de grandeur au-delà de cette production astrophysique attendue. Cette sensibilité pourrait être à la portée d'AMS-02 sur l'ISS (Arruda et al. 2008; Choutko et Giovacchini 2008) ou du ballon GAPS (Aramaki et al. 2012). Des limites ont aussi été mises sur l'anti-hélium (Abe et al. 2012) qui est quasiment impossible à former par les processus standards (Chardonnet et al. 1997).

Leptons Les leptons du RCG ont été identifiés au début des années soixante, avec la première mesure d'électrons (Earl 1961; Meyer et Vogt 1961), aussi appelés négatrons à cette époque, et de la fraction de positons (de Shong et al. 1964; Hartman et al. 1965; Agrinier et al. 1965; Daniel et Stephens 1965). Ces mesures sont entrées dans une ère de haute précision avec les données de PAMELA (Adriani et al. 2009) et plus récemment AMS-02 (Aguilar et al. 2013).

Anisotropies Les mesures d'anisotropies du flux de protons aux énergies de la centaine de GeV ont une amplitude $\lesssim 10^{-4}$ (Ginzburg et Syrovatskii 1964; Berezhinskii et al. 1990)⁴. Les progrès récents ont permis de pousser ces observations à plus haute énergie, donnant un outil supplémentaire pour étudier et comprendre le transport du RCG. Ainsi, aux énergies du TeV, une anisotropie dipolaire de l'ordre de $\sim 10^{-3}$ a été observée par le détecteur Cherenkov à eau Milagro (Abdo et al. 2008a, 2009b), le Tibet Air Shower (Amenomori et al. 2005, 2006, 2010, 2012), et le Baksan Carpet-2 (Alekseenko et al. 2013). De manière assez inattendue, cette anisotropie semble ensuite décroître aux énergies du PeV pour atteindre $\sim 6 \times 10^{-4}$, telle que mesurée par les muons de Kamiokande et Super-Kamiokande (Munakata et al. 1997; Guillian et al. 2007), IceCube (Abbasi et al. 2010, 2011, 2012) et EAS-TOP (Aglietta et al. 2009). Notons cependant que depuis quelques années, des cartes d'anisotropies sont disponibles et semblent montrer un déficit d'amplitude (de l'ordre de $\sim 10^{-3}$) dans certaines directions du ciel — IceTop Air Shower (Aartsen et al. 2013), Tsuneb (Karapetyan 2010) et Tibet Air Shower et Milagro déjà mentionnées. Les anisotropies à plus haute énergie ($\gtrsim 10^{18}$ eV) renseignent de leur côté sur la transition entre une contribution galactique (faible anisotropie attendue) et extragalactique (quasi-isotropie) du RC. Les résultats récents de l'observatoire Pierre Auger semblent préférer pour l'instant la deuxième hypothèse (Pierre Auger Collaboration et al. 2011, 2012, 2013). Pour finir sur ce sujet, soulignons qu'en plus des anisotropies sur les flux de protons, les anisotropies sur les flux d'électrons et positons

4. Cet ordre de grandeur a aussi été mesuré de manière originale par l'analyse des muons cosmiques dans le détecteur L3 à LEP (L3 Collaboration et al. 2008).

donnent une information complémentaire. Ces espèces sont en effet dominées par les pertes d'énergie : seules quelques sources devraient contribuer au signal à haute énergie, produisant des pics d'anisotropies. Les limites actuelles sont données par *Fermi-LAT* avec des valeurs allant de 0,5% à 10% sur la gamme d'énergie de 60 GeV à 480 GeV (Ackermann et al. 2010b) et par AMS-02 qui donne 3,6% intégré sur toute sa gamme d'énergie (Aguilar et al. 2013). Ces limites deviennent proches de l'anisotropie prédite pour des sources d'électrons ou de positons proches (di Bernardo et al. 2011) : $\sim 0,3\%$ pour Monogem et $\sim 0,08\%$ pour Geminga (Bhadra 2006; Linden et Profumo 2013).

Photons Si l'astronomie à différentes longueurs d'onde a une longue histoire, la caractérisation des émissions à haute énergie (GeV–TeV) est plus récente. Ce messager est une autre sonde intéressante pour l'étude du RCG (émission autour des sources du RC ou émission diffuse) de par son origine secondaire : les γ sont issus d'interactions entre les électrons du RC et les champs electro-magnétiques et de radiation (origine leptonique), ou d'interactions entre les protons du RC avec le gaz ambiant (origine hadronique). L'émission diffuse galactique a été vue pour la première fois par Kraushaar et al. (1972). Elle est étudiée actuellement par l'instrument *Fermi-LAT* (Ackermann et al. 2012a). Au TeV, les défis instrumentaux ont longtemps été un facteur limitant. Avec les télescopes Cherenkov et en particulier *HESS*, on peut aujourd'hui parler d'astronomie γ puisqu'une centaine de sources a été détectée (voir p. ex. Hinton et Hofmann 2009). Le diffus reste quant à lui un objectif complexe à ces énergies et seule l'expérience *Milagro* semble avoir mis en évidence une telle émission dans la Galaxie (Abdo et al. 2008b)⁵.

Neutrinos À chaque fois que des γ sont produits par interaction hadronique (flux diffus ou sources ponctuelles), des ν sont aussi produits. C'est d'ailleurs l'intérêt principal de la détection de ν du RCG, à savoir séparer une origine hadronique d'une origine électronique (ce que ne permettent pas les observations γ), pour mettre au jour sans aucune ambiguïté les sources du RCG nucléaire. Malheureusement, la sensibilité des instruments actuels reste limitée et seules des limites supérieures sont placées pour la recherche de sources ponctuelles (IceCube Collaboration et al. 2013) ou du diffus (Aguilar et al. 2011a).

Ultra-haute énergie Un autre jalon de l'étude du RC a été la mise en évidence d'une composante de très haute énergie via l'observation de vastes gerbes atmosphériques (Auger et al. 1939) ; elle est étudiée aujourd'hui à l'observatoire *Pierre Auger* (Abraham et al. 2010). Cette composante est d'origine extragalactique et n'est pas discutée ici.

1.1.3 La composante nucléaire du RCG

Comme nous venons de l'exposer, les observables du RC sont nombreuses. Nous avons à disposition d'une part les flux de particules chargées et leurs anisotropies et d'autre part l'astronomie γ (sources ponctuelles ou diffus). Dans ce document, je ne me concentrerai que sur la partie nucléaire du RC, dans le domaine d'énergie de quelques GeV/n à quelques centaines de TeV/n, pour lequel l'origine des sources est galactique. La figure 1.1 de gauche illustre les abondances (dominées par les éléments H et He) et spectres ($\propto E^{-2.8}$) des espèces dites *primaires* (accélérées dans les sources) du RCG. La figure de droite illustre le fait que

5. Voir le §1 de la thèse d'Aldée Chardonner pour une introduction plus complète au rayonnement γ de haute énergie (Charbonnier 2010).

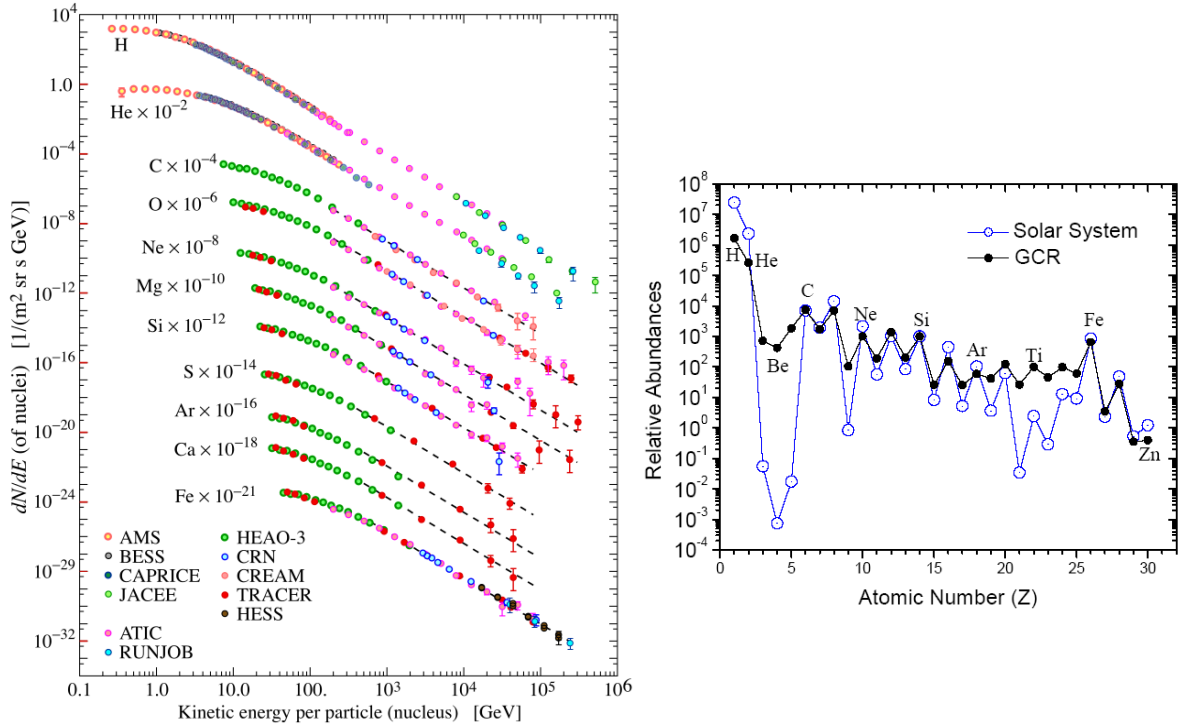


FIGURE 1.1: À gauche : spectre des éléments les plus abondants du RCG, tiré du PDG (voir Beringer et al. 2012). À droite : abondances relatives du système solaire (cercles bleus) et du RCG (points noirs) ; tiré du site de l'expérience ACE.

certaines éléments du RCG sont sous-abondants (p. ex. le LiBeB à $Z = 3 - 5$ et le sub-Fe à $Z = 21 - 23$) dans le système solaire par rapport aux abondances du RCG. Ces espèces sont dites *secondaires* : elle sont absentes des sources et sont créées durant le transport du RCG dans la Galaxie par collision avec le gaz du milieu interstellaire ; elles jouent un rôle vital en tant que sondes pour caractériser ce transport (§1.2).

1.1.4 Développements théoriques, questions ouvertes

Les deux premières questions fondamentales auxquelles il faut répondre pour expliquer le RCG sont (i) quelles en sont les sources et (ii) quels sont les mécanismes de transport dans la Galaxie. Les grandes lignes explicatives ont été proposées dans les années cinquante et si de nombreuses avancées ont été réalisées, toutes les questions n'ont pas trouvé de réponse claire.

Sources du RCG Pour comprendre et identifier les sources du RCG, il faut comprendre et expliquer l'origine des abondances et des spectres en énergie. La nucléosynthèse stellaire, mécanisme de formation des isotopes (jusqu'aux noyaux les plus lourds), a été proposée par Hoyle (1954) et Burbidge et al. (1957) — voir aussi pour une revue plus récente Wallerstein et al. (1997). Un peu plus tôt, Fermi avait proposé un mécanisme d'accélération dans des nuages magnétiques (Fermi 1949, 1954). Ces processus seront appelés respectivement Fermi du second ordre (ré-accélération des cosmiques dans le milieu interstellaire) et Fermi du premier ordre (accélération dans les chocs de supernovae, SN). La version moderne de l'accélération dans les ondes de choc sera proposée à la fin des années soixante-dix dans plusieurs

études indépendantes (Krymskii 1977; Bell 1978; Blandford et Ostriker 1978). Il faudra vingt ans de plus pour réaliser que le champ magnétique dans le choc est amplifié par les particules accélérées, expliquant ainsi l'énergétique du RCG jusqu'aux plus hautes énergies (Lucek et Bell 2000; Bell et Lucek 2001). Les observations X (et multi-longueur d'onde) à haute pré-

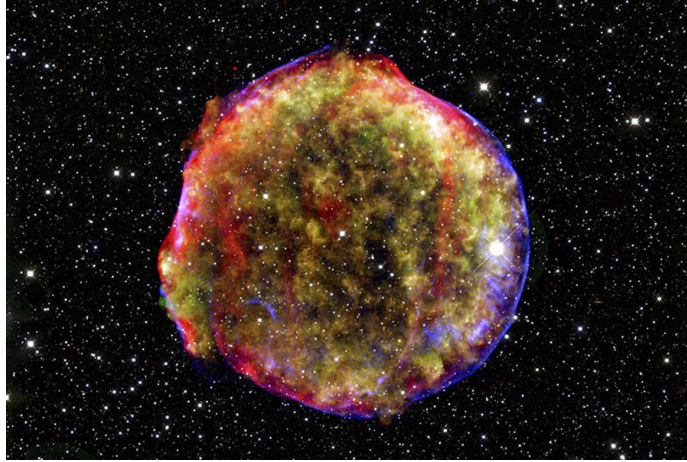


FIGURE 1.2: Image multi-longueur d'onde (X, infrarouge et optique) du reste de supernova Tycho. Tiré de Krause et al. (2008).

cision des coquilles de SNR, comme l'illustre la fig. 1.2, permettent aujourd'hui de tester finement les modèles de choc et d'accélération diffusive (Warren et al. 2005; Cassam-Chenaï et al. 2008). Cependant, la détermination précise des abondances produites⁶, le problème de l'injection, et les sites exacts d'accélération du RCG restent des questions non résolues.

Mécanismes de transport Les observations des particules chargées du RC ont été interprétées dès les années cinquante comme un flux issu de sources distribuées dans le disque de la Galaxie et ayant diffusé dans un halo de quelques dizaines de kpc (voir les monographies de référence Ginzburg et Syrovatskii 1964; Berezhinskii et al. 1990). En fait, avant même les premières mesures *directes* des électrons dans le RCG, Ginzburg et al. (1954) avaient souligné l'importance de l'information spatiale que l'on pouvait tirer des observations radio (émission issue du rayonnement synchrotron des électrons dans les champs magnétiques). Avec ces indices, les grandes lignes du modèle de diffusion à deux zones (disque mince et halo de diffusion) ainsi que ses équations et ses solutions seront proposées et étudiées par Ginzburg et Syrovatskii (1964). Les données et études ultérieures valideront ce modèle (voir Ginzburg et Ptuskin 1976 pour une courte revue des tâtonnements et développements à cette époque). L'obtention d'une équation de type diffusion/convection/pertes d'énergie à partir de principes premiers (équation de Fokker-Planck) découle en fait de l'étude du transport du RCG au sein de la cavité solaire (Parker 1965; Jokipii 1966; Gleeson et Axford 1967, 1968). Pour son utilisation pour le transport dans la Galaxie, il reste en principe à (i) identifier la turbulence à l'origine de la diffusion et (ii) prouver la validité du résultat en régime de champ fort⁷. Concernant le premier point, un pas important est fait lorsque différents auteurs réa-

6. Notons que l'on ne sait toujours pas faire exploser sur ordinateur les SN aujourd'hui.

7. Les résultats sont généralement obtenus en régime quasi-linéaire, c'est-à-dire en faisant l'hypothèse que la composante turbulente du champ magnétique est petite devant la composante régulière, alors que $\delta B \gtrsim B$ dans la Galaxie (Han 2006).

lisent que le transport des RC dans un champ magnétique régulier donne lieu à une turbulence sur laquelle ces mêmes RC vont diffuser (Lerche 1967; Wentzel 1968, 1969). Ce résultat revêt une grande importance pour la description de l'accélération diffusive. Malheureusement, si de constants progrès sont faits pour identifier les différents types d'ondes et d'instabilités se propageant dans le milieu galactique magnétisé (turbulence magnéto-hydrodynamique dans le plasma), identifier la source et les caractéristiques de la turbulence à l'origine de la diffusion des RCG reste une gageure. En ce qui concerne le deuxième point, l'utilisation de simulations

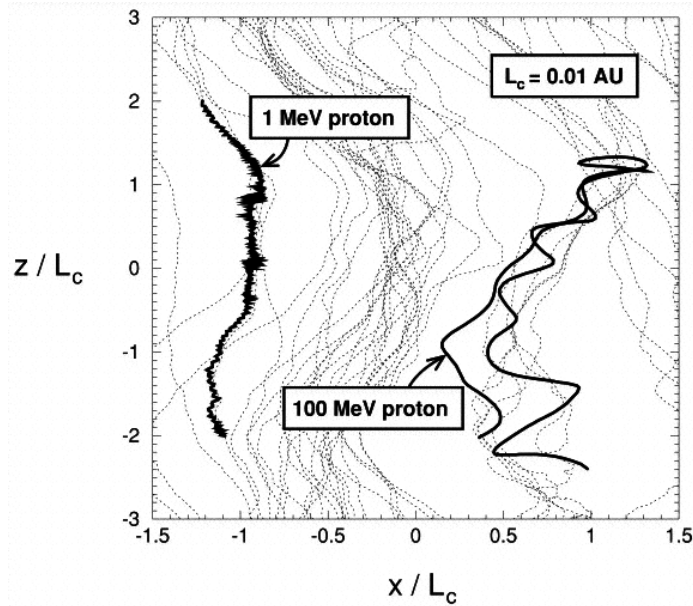


FIGURE 1.3: Trajectoires typiques des particules (lignes continues) dans des lignes de champ (lignes pointillées) projetées sur le plan XZ. Un proton de faible énergie suit essentiellement la ligne de champ contrairement à un proton de plus haute énergie. Tiré de Giacalone et Jokipii (1999).

numériques (comme l'illustre la fig. 1.3) a montré que le régime de diffusion restait globalement valide en champ fort (Giacalone et Jokipii 1999; Mace et al. 2000; Casse et al. 2002; Minnie et al. 2007; Ruffolo et al. 2008). En attendant de pouvoir lier pleinement la micro-physique et la macro-physique, les approches actuelles restent donc essentiellement fondées sur l'équation phénoménologique de diffusion et sur la détermination de ses paramètres libres (voir plus bas).

1.1.5 Astroparticules et détection indirecte de matière noire

Que ce soit au niveau galactique, extragalactique ou cosmologique, la présence de matière noire semble aujourd'hui une quasi-certitude⁸. Depuis une trentaine d'années, les efforts se sont intensifiés pour mettre au jour de manière *directe* (par opposition aux effets gravitationnels seuls) cette composante. Les trois voies traditionnelles sont (i) la production de nouvelles particules sur accélérateurs (mais rien ne nous garantit que celles-ci constituent la matière noire), (ii) la détection dite directe, par interaction d'une particule de matière noire

8. Pour un historique de la découverte et un état des lieux, voir la première partie de l'habilitation à diriger des recherches de Richard Taillet (Taillet 2010).

avec un noyau (expériences souterraines pour s’affranchir du bruit de fond des cosmiques) et (iii) la détection dite indirecte par recherche des produits d’annihilation de la matière noire provenant de sur-densités dans l’univers. Ces dernières sont décrites par le formalisme de Press-Schechter étendu (Press et Schechter 1974; Bond et al. 1991) ou obtenues par le biais de simulations numériques (p. ex., Springel et al. 2005), comme l’illustre la fig. 1.4.

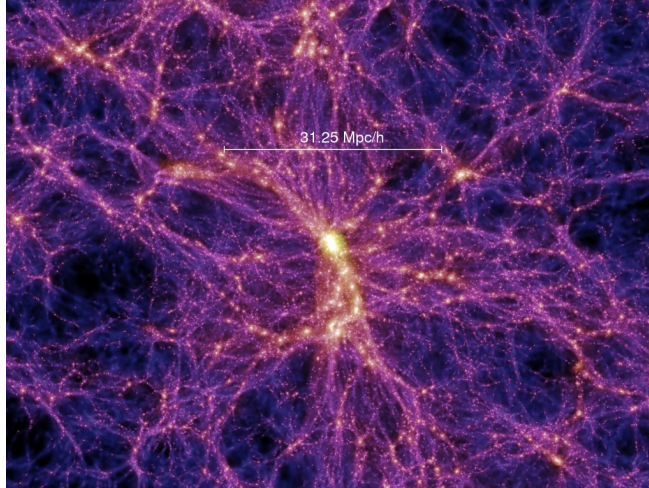


FIGURE 1.4: Simulation numérique *Aquarius* de la distribution de matière noire dans l’univers (zoom sur un amas de galaxies) dans un modèle Λ CDM. Tiré de Springel et al. (2005).

C’est cette troisième voie qui nous intéresse ici : Gunn et al. (1978) ont été les premiers à s’intéresser aux observables et conséquences de l’annihilation de particules massives ($\sim \text{GeV}$) dans l’Univers. Suite à cette étude, plusieurs auteurs ont tenté d’expliquer les premières mesures du flux d’anti-protons (à la fin des années soixante-dix) à l’aide de contributions non standards : anti-galaxies, évaporation de trous noirs primordiaux (Kiraly et al. 1981; Turner 1982; Stecker et al. 1983) ou encore annihilation de particules de matière noire de masse de l’ordre de la dizaine de GeV (Silk et Srednicki 1984; Stecker et al. 1985). Nous renvoyons le lecteur à Porter et al. (2011) et Laval et Salati (2012) pour une revue récente⁹. La boucle est alors bouclée : le RCG, qui avait permis la découverte de nouvelles particules, reprend un rôle fondamental, pour tenter de mettre au jour la matière noire.

1.2 Phénoménologie du RCG dans un modèle simplifié

La figure 1.5 résume l’essentiel de la vie du RCG : (i) la synthèse et l’accélération (spectre source et abondances), (ii) le transport (voir ci-après) qui s’étend sur plusieurs dizaines de millions d’années et (iii) la modulation solaire. Cette dernière étape fait aussi appel à une équation de diffusion, mais dont les échelles spatiales et temporelles sont négligeables par rapport à celles impliquées dans le transport dans la Galaxie. Nous n’en parlerons pas dans ce document, bien que l’effet de la modulation soit important puisqu’il affecte les flux de basse énergie $\lesssim 10 \text{ GeV}/n$ (où un signal de matière noire peut être potentiellement attendu).

9. Pour une revue plus ciblée sur l’utilisation du RCG comme laboratoire pour la recherche de matière noire et en particulier les efforts faits avec mes collègues du *LAPTh* dans cette direction, voir Maurin et al. (2002b).

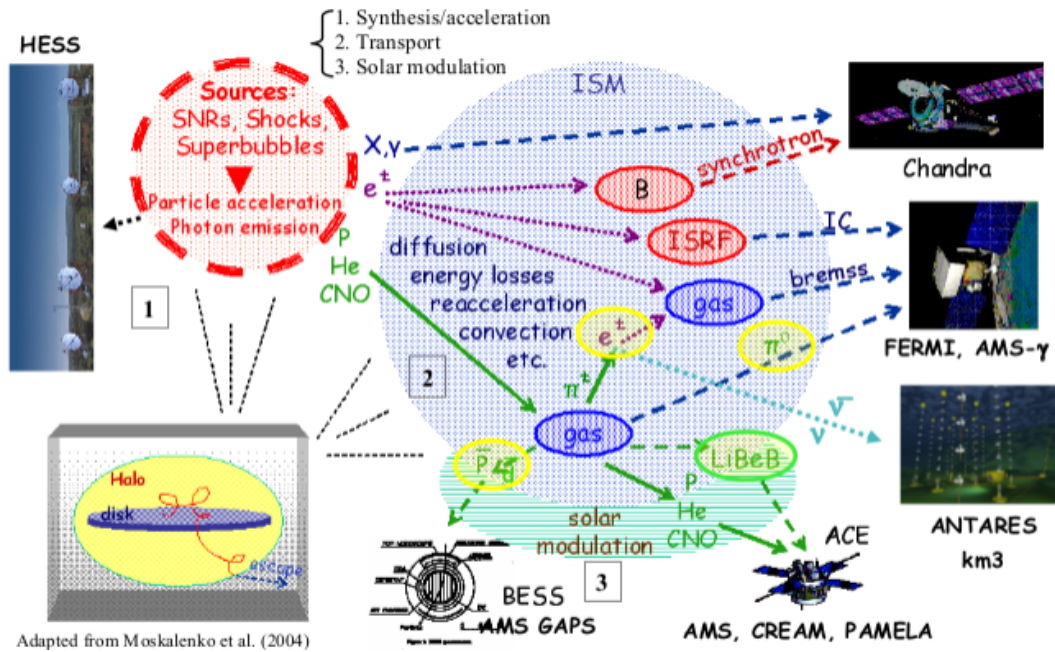


FIGURE 1.5: Vue globale de l'histoire du rayonnement cosmique : (1) synthèse et/ou accélération dans les sources ; (2) transport et interactions dans le champ de rayonnement de la Galaxie et le gaz du milieu interstellaire ; (3) transport dans la cavité solaire, et détection par un ballon/satellite/expérience au sol. Adapté de Moskalenko et al. (2005).

Au final, la composante nucléaire du RCG est constituée de protons ($\sim 90\%$), d'hélium ($\sim 10\%$) et de $\lesssim 1\%$ de noyaux lourds (Simpson 1983). La composante électronique, sous-dominante ($\sim 1\%$), joue cependant un rôle important de par ses émissions secondaires (du radio au γ). Les flux secondaires d'anti-protons ($\bar{p}/p \lesssim 10^{-4}$), d'anti-deutérons ($\bar{d}/p \lesssim 10^{-8}$), de positons ($e^+/e^- \lesssim 10^{-1}$) et de γ diffus ($\gamma/p \lesssim 10^{-4}$) sont les meilleures cibles pour la détection indirecte de matière noire (espèces entourées d'un cercle jaune sur la figure) : ces espèces sont les plus *rare*s du RCG et la signature de l'annihilation de particules de matière noire (de masse du GeV au TeV) produit une distorsion du spectre astrophysique attendu. Le flux de ces éléments est conditionné par les mécanismes de transport qui peuvent être calibrés par l'ajustement des espèces secondaires du RCG (p. ex. le LiBeB, entouré d'un cercle vert sur la fig. 1.5).

1.2.1 Équation de transport

Comme mentionné plus haut, une approche ayant fait ses preuves jusqu'à aujourd'hui consiste à s'appuyer sur une description phénoménologique du transport, au moyen d'une équation de diffusion (voir Strong et al. 2007 pour une revue récente). Nous nous concentrons ici exclusivement sur la composante nucléaire (bien que les équations soient similaires pour les autres espèces). La densité différentielle en énergie $dN^j(E, \vec{r})/dE$ d'un noyau j est une fonction de l'énergie totale E et de la position dans la Galaxie \vec{r} ; nous la noterons par commodité N^j dans la suite. Cette densité suit un ensemble d'équations différentielles du second ordre (selon les coordonnées spatiales mais aussi d'énergie) où les espèces les plus légères sont couplées aux espèces plus lourdes par le biais du terme source secondaire — issu de la

fragmentation des noyaux lourds sur le milieu interstellaire (ISM) :

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\frac{\partial N^j}{\partial t}}_{\text{Variation}} + \underbrace{\left(-\vec{\nabla} \cdot \left(K(E, \vec{r}) \vec{\nabla} \right) + \vec{\nabla} \cdot \vec{V}(\vec{r}) \right)}_{\text{Transport spatial: diffusion+convection}} N^j + \underbrace{\left(\Gamma_{\text{rad}} + \Gamma_{\text{inel}} \right)}_{\text{Pertes catastrophiques}} N^j + \underbrace{\frac{\partial}{\partial E} \left(b^j N^j - c^j \frac{\partial N^j}{\partial E} \right)}_{\text{Pertes/gains d'énergie}} \\
 & = \underbrace{Q^j(E, \vec{r}) + \sum_{i \text{ tel que } m_i > m_j} \Gamma^{i \rightarrow j} N^i}_{\text{Terme source: primaires et secondaires}} . \quad (1.1)
 \end{aligned}$$

Revenons brièvement sur chacun des termes de cette équation :

- les transports diffusif $K(\vec{r}, E)$ et convectif $\vec{V}(\vec{r})$, dans leur forme la plus générale, dépendent de la position (et même du temps).
- Pertes catastrophiques : disparition de N^j par décroissance radioactive $\Gamma_{\text{rad}}^j(E) = 1/(\gamma \tau_0^j)$ ou par interaction inélastique sur le gaz interstellaire $\Gamma_{\text{inel}}^j(\vec{r}, E) = \sum_{\text{ISM}} n_{\text{ISM}}(\vec{r}) v^j \sigma_{\text{inel}}^j(E)$.
- Pertes et gains d'énergie (1^{er} et 2nd ordre) : ils sont décrits respectivement par

$$b(\vec{r}, E) = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{\text{ion, Coulomb}} - \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{V}(\vec{r})}{3} E_k \left(\frac{2m + E_k}{m + E_k} \right) + \frac{(1 + \beta^2)}{E} \times K_{\text{pp}}(E, \vec{r}), \quad (1.2)$$

$$c(\vec{r}, E) = \beta^2 \times K_{\text{pp}}(E, \vec{r}). \quad (1.3)$$

Dans le terme b , la première contribution correspond aux pertes par ionisation et coulombiennes (Mannheim et Schlickeiser 1994; Strong et Moskalenko 1998), la seconde aux pertes adiabatiques associées à la divergence du vent galactique. Le terme c (et la dernière contribution au terme b) correspondent à l'effet de diffusion en énergie, dont le coefficient est relié au coefficient de diffusion spatiale. Dans le modèle de ré-accélération minimale (Osborne et Ptuskin 1988; Seo et Ptuskin 1994), il prend la forme (V_a est la vitesse de Alfvén dans le milieu)

$$K_{\text{pp}} \times K = \frac{4}{3} V_a^2 \frac{p^2}{\delta(4 - \delta^2)(4 - \delta)}. \quad (1.4)$$

- Termes sources : le premier terme correspond aux sources primaires, c'est-à-dire à une certaine distribution spatiale source (p. ex. une collection de sources ponctuelles) et à certaines abondances. Le second terme correspond à la production secondaire d'une espèce par (i) fragmentation d'un noyau plus lourd (interaction nucléaire) ou (ii) plus rarement, par décroissance radioactive du noyau parent.

Ces équations doivent être résolues pour l'ensemble des noyaux du RCG (environ 90 isotopes entre H et Fe). Notons qu'une contribution matière noire est régie par la même équation, mais avec un terme source différent. Plusieurs approches existent pour résoudre cette équation.

Résolution numérique L'équation de transport pour chaque espèce est discrétisée (grille spatio-temporelle et en énergie), ce qui transforme les dérivées en différences entre points adjacents. Choissant un schéma numérique approprié, il en résulte un système matriciel d'équations (liant les points adjacents) à résoudre. L'approche numérique permet en principe de traiter une catégorie large de modèles : elle n'est limitée que par le temps de calcul (relié à la finesse de la grille choisie pour résoudre le système). Les codes de propagation fondés sur cette méthode ont commencé à voir le jour dans les années soixante-dix et ont vraiment pris leur essor dans les années quatre-vingt. Des

exemples sont donnés par les codes GALPROP¹⁰ — premier de ce type rendu public à la fin des années quatre-vingt-dix — et DRAGON¹¹, code fondé sur GALPROP dont le solveur numérique est optimisé pour la vitesse.

Solutions analytiques ou semi-analytiques Une approche suivie, depuis les premières études datant des années cinquante, est de faire quelques hypothèses simplificatrices afin d’obtenir un système d’équations donnant une solution. Cette dernière approche est plus rapide (en termes de temps de calcul) et généralement plus satisfaisante du point de vue de la compréhension des phénomènes physiques (puisqu’elle permet d’identifier les ingrédients les plus importants qui affectent le transport des différentes espèces). Il existe en réalité peu de codes *généralistes*, c’est-à-dire traitant l’ensemble des espèces du RCG. En effet, avant les années quatre-vingt-dix, les différentes sondes du RC étaient souvent traitées séparément, la précision des données n’encourageant pas à aller plus loin. Dans le cadre de ma thèse, j’ai développé à partir de la fin des années quatre-vingt-dix le code USINE¹² (voir la description donnée en ann. A.1) : il a été utilisé pour obtenir une grande partie des résultats que je présenterai dans §1.3.

Approches Monte Carlo Une dernière approche est l’utilisation de générateurs Monte Carlo pour résoudre les équations de diffusion stochastiques (fondées sur l’intégrale d’Itô ; voir, p. ex., [Jacobs 2010](#)). En effet, le lien entre processus de diffusion et marche aléatoire est établi depuis longtemps ([Chandrasekhar 1943](#)). L’utilisation de Monte Carlo pour traiter le transport dans la cavité solaire ([Zhang 1999](#); [Alanko-Huotari et al. 2007](#); [Maccione 2013](#)) ou la Galaxie ([Webber et Rockstroh 1997](#); [Farahat et al. 2008](#); [Effenberger et al. 2012](#)) est assez récente (voir [Kopp et al. 2012](#) pour un code public résolvant les équations stochastiques). L’un des intérêts de cette méthode est qu’elle permet de suivre les trajectoires des particules, ce qui donne une information supplémentaire par rapport aux autres approches.

1.2.2 Modèle simplifié : paramètres et dégénérescences

La phénoménologie du RCG consiste à fournir et ajuster les paramètres des modèles de propagation en utilisant les multiples espèces d’ions à disposition : espèces dites primaires (p, He, C, O, etc.) qui sont les plus abondantes et qui renseignent à la fois sur les sources et le transport du RCG, et les espèces dites secondaires (²H, ³He, LiBeB, etc.) qui tracent uniquement les mécanismes de transport dans la Galaxie.

Dans cette section, nous discutons de la détermination des paramètres libres de l’équation (1.1) dans le cadre d’un modèle simplifié. Cette discussion est tirée de [Maurin \(2011\)](#).

Modèle 1D à deux zones La première simplification apportée à l’équation (1.1) est de considérer l’état stationnaire ([Simpson 1983](#)). La Galaxie est grossièrement constituée d’un disque mince h et d’un halo de diffusion L . En première approximation, la taille du halo est de quelques kpc, ce qui est petit par rapport au diamètre de la Galaxie (50 kpc), et l’on peut considérer que les variations spatiales des sources et du gaz seront lissées par la diffusion du RCG. Nous pouvons alors considérer un plan infini où seule la variable z (perpendiculaire au

10. <http://galprop.stanford.edu>

11. <http://www.desy.de/~maccione/DRAGON>

12. <http://lpsc.in2p3.fr/usine>

plan) devient pertinente. Prenant l'approximation du disque mince ($h \ll L$), nous obtenons la configuration donnée sur la fig. 1.6. Pour simplifier la discussion qui suit, nous allons aussi

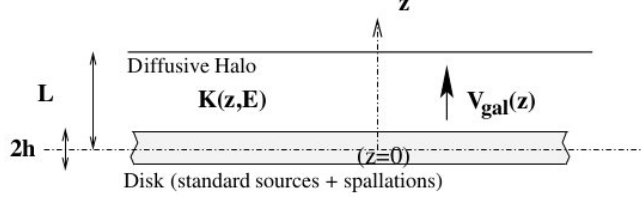


FIGURE 1.6: Demi-plan du disque infini (le long de r) de demi-épaisseur h . Les RCG diffusent dans le disque et dans le halo avec un coefficient de diffusion $K(z, E)$.

négliger tous les termes de pertes et de gain d'énergie. L'équation de diffusion (1.1) devient alors :

$$-\frac{d}{dz} \left\{ K(z) \frac{dN}{dz} \right\} + \frac{d}{dz} [V_{\text{gal}}(z)N] + nv\sigma 2h\delta(z)N = q(z, E), \quad (1.5)$$

où $q(z, E)$ est un terme source générique.

Rapports secondaires sur primaires et dégénérescence K_0/L Voyons comment se comporte ce modèle pour une source située dans le disque mince et dans le cas où le coefficient de diffusion ne dépend pas de la position (nous négligeons aussi le vent galactique). L'équation précédente devient :

$$-KN'' + nv\sigma 2h\delta(z) \times N = 2h\delta(z)Q(E), \quad (1.6)$$

dont la solution dans le disque est donnée par

$$N(z=0) = \frac{2hQ(E)}{2K/L + 2h \times nv\sigma}. \quad (1.7)$$

La dépendance en énergie du coefficient de diffusion est généralement modélisée comme $K(E) = \beta K_0 \mathcal{R}^\delta$ (\mathcal{R} est la rigidité et $\beta = v/c$), les paramètres K_0 et δ étant respectivement la normalisation et la pente du coefficient de diffusion à déterminer à partir des données. En particulier, la pente δ est reliée au spectre de turbulence magnétique. Elle devrait valoir $\delta = 0,3$ dans le cadre d'une cascade de type Kolmogorov ou $\delta = 0,5$ dans le cadre d'une cascade de type Kraichnan. Alors que le terme K/L augmente avec l'énergie, le taux d'interaction $nv\sigma$ reste constant. À suffisamment haute énergie, ce dernier peut donc être négligé. Dans ce cas, la densité différentielle d'un cosmique p à $z = 0$ est donnée par $N^p(0) \propto Q(E)/K(E)$. Pour une espèce secondaire pure s , issue de l'interaction de l'espèce p dans le disque mince de gaz, il vient $N^s(0) \propto LN^p(0)/K(E)$ de telle sorte que

$$\frac{N^s}{N^p}(z=0) \propto \frac{L}{K_0} \mathcal{R}^{-\delta}.$$

De ce calcul simple peuvent être tirées deux conclusions : (i) la mesure d'un secondaire sur primaire (p. ex. le rapport B/C) à suffisamment haute énergie donne directement accès à la

pente δ . Malheureusement, cette mesure ne spécifie pas K_0 et L séparément. Il y a donc une dégénérescence entre ces 2 paramètres. Ce résultat est connu depuis longtemps. La figure 1.7 en donne une illustration dans le cadre d'une analyse plus complète (Maurin et al. 2001).

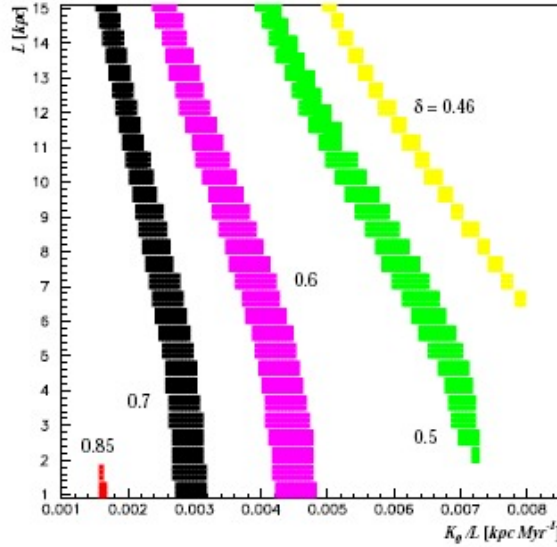


FIGURE 1.7: Mise en évidence de la dégénérescence K_0/L . Pour les valeurs fixées de δ , les bandes de couleur montrent l'ensemble des modèles compatibles avec les données B/C dans le cadre d'un modèle de diffusion/convection/ré-accélération. Tiré de Maurin et al. (2001).

Levée de la dégénérescence : espèces radioactives et bulle locale L'argument habituel avancé pour lever la dégénérescence K_0/L est l'utilisation d'espèces radioactives. En effet, la distance typique parcourue dans un processus de diffusion est donnée par $l_{\text{diff}} \sim \sqrt{Kt}$. Pour un noyau instable par désintégration β , cela signifie qu'à basse énergie (pour ne pas que son facteur de Lorentz allonge sa durée de vie), ce dernier ne peut pas voyager plus de quelques centaines de pc (pour des valeurs typiques de K_0). Le flux de ces noyaux est donc insensible à la taille de halo L et n'est sensible qu'à la valeur du coefficient de diffusion, ce qui lève la dégénérescence.

Le problème du transport d'une espèce radioactive r se réduit à la diffusion dans un volume non borné où le seul phénomène pertinent est la décroissance du noyau. En coordonnées sphériques, cette équation s'écrit :

$$-K\Delta_{\vec{r}}N^r + \frac{N^r}{\gamma\tau_0} = Q(r) \quad \Rightarrow \quad -\Delta_{\vec{r}}N^r + \lambda^2N^r = \frac{Q(r)}{K} \quad \text{avec} \quad \lambda = 1/\sqrt{K\gamma\tau_0}. \quad (1.8)$$

Cette équation est l'équivalent d'une équation de Poisson écrantée (la forme est similaire à une équation de Helmholtz mais avec un signe moins). Il est pratique de chercher la fonction de Green (propagateur) de cette équation, c'est-à-dire la solution $G(r)$ pour $Q(r) = \delta(r)$. Après transformée de Fourier et intégration sur un contour complexe bien choisi, il vient $G(r) = \exp(-\lambda r)/(4\pi r)$. La solution pour le terme source général $Q(r)/K$ est alors donnée par

$$N^r(r) = \int d^3r' G(|r - r'|) \frac{Q(r')}{K} = \int d^3r' Q(r') \frac{e^{-\lambda r}}{4\pi K r}.$$

Reprenons alors le modèle du disque mince (voir fig. 1.6) et considérons la production d'un isotope radioactif dans ce disque. Il est commode d'exprimer l'intégrale ci-dessus en coordonnées cylindriques, avec un terme source donné par $Q^r(z) = 2h\delta(z)n_{\text{ISM}}v\sigma^{p \rightarrow r}N^p(z)$:

$$N^r(0) = \int_0^\infty \int_{-\infty}^{+\infty} Q^r(z) \frac{e^{-\lambda\sqrt{r^2+z^2}}}{2K} dr dz = Q^r(0) \int_0^\infty \frac{e^{-\lambda r}}{4\pi K} dr = hn_{\text{ISM}}v\sigma^{p \rightarrow r}N^p(0) \sqrt{\frac{\gamma\tau_0}{K}}. \quad (1.9)$$

Le rapport secondaire radioactif sur primaire ne dépend donc que de $1/\sqrt{K}$.

Toutefois, les choses ne sont pas aussi simples quand on regarde de plus près l'échelle de la centaine de pc (sur laquelle les espèces radioactives se propagent) : le système solaire se trouve dans une bulle locale sous-dense en gaz (Lallement et al. 2003; Welsh et al. 2010) et il n'y a pas de cibles pour créer ces espèces localement. La bulle locale affecte donc les flux des espèces radioactives (Ptuskin et Soutoul 1998; Donato et al. 2002; Putze et al. 2010). Notre

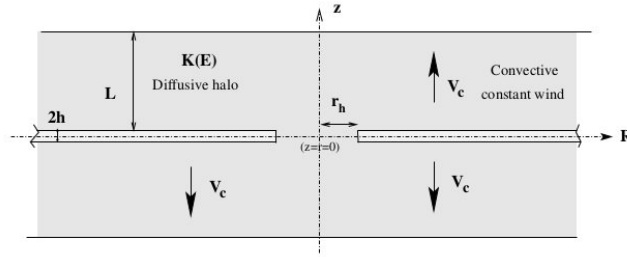


FIGURE 1.8: Trou de taille r_h dans le modèle du disque mince.

modèle du disque fin devient alors un disque *troué* (voir fig. 1.8), où la symétrie cylindrique est préservée. Nous pouvons reprendre le calcul fait dans l'équation (1.9) en arrêtant la borne inférieure de l'intégration à r_h . Le rapport du flux avec et sans trou est donné par

$$\kappa \equiv \frac{N_{r_h}}{N_{r_h=0}} = \exp\left(\frac{-r_h}{\sqrt{K\gamma\tau_0}}\right). \quad (1.10)$$

Nous voyons apparaître un facteur exponentiel d'atténuation κ à basse énergie. La Table 1.1

Espèce	τ_0 (Myr)	l_{rad} (pc)	κ
^{10}Be	2,17	351	0,57
^{26}Al	1,31	273	0,48
^{36}Cl	0,443	159	0,28
^{54}Mn	2,9	406	0,61

TABLE 1.1: Facteur d'atténuation du flux de radioactifs dans la sous-densité locale de gaz.

donne cette atténuation estimée (pour un coefficient de diffusion typique de $10^{28} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$) à quelques centaines de MeV/n pour les espèces radioactives les plus abondantes du RCG.

Nous avons étudié l'impact de la sous-densité locale dans un modèle semi-analytique plus réaliste (Donato et al. 2002). La fig. 1.9 donne le résultat obtenu pour les valeurs de L (modèle sans trou à gauche) et r_h (modèle avec trou à droite) compatibles avec les données B/C seules (points) ou avec B/C plus les espèces radioactives (cercles vides et pleins). Nous voyons que (i) la présence de noyaux radioactifs, comme attendu, fixe L (figure de gauche) et donc lève

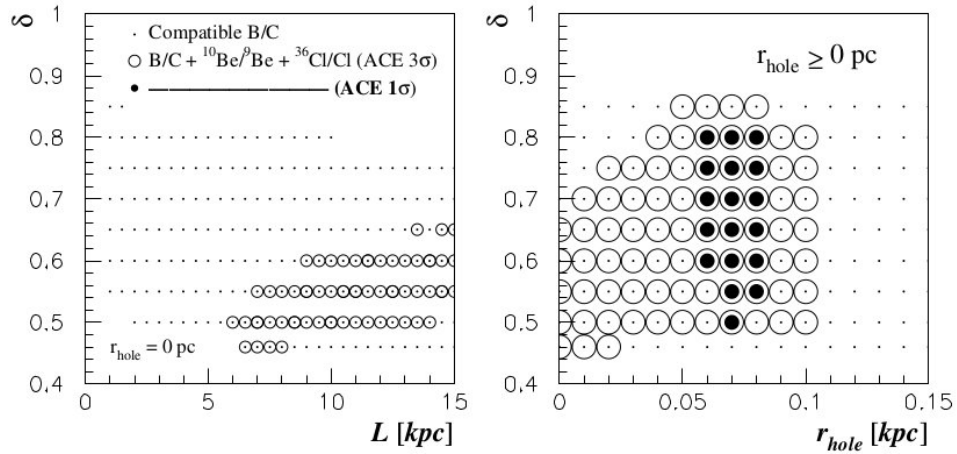


FIGURE 1.9: À partir des données B/C + espèces radioactives, contraintes mises sur L dans un modèle sans trou (à gauche) et sur r_h dans un modèle avec trou (à droite). Tiré de [Donato et al. \(2002\)](#).

la dégénérescence entre K_0 et L (la détermination n'est pas parfaite car les données sont rares et peu précises) et (ii) le meilleur ajustement (cercles pleins) est obtenu pour un modèle avec un trou $r_h \sim 80$ pc ([Donato et al. 2002](#)), compatible avec les observations de la sous-densité locale ([Lallement et al. 2003](#)). Dans ce dernier cas, il faut noter que l'ajout d'un paramètre amoindrit la levée de la dégénérescence entre K_0 et L . Nous y reviendrons plus loin.

Détermination des paramètres sources : dégénérescences avec les paramètres de transport Nous nous sommes concentrés pour l'instant sur les paramètres de transport. Or, dans l'équation (1.5), un terme important est le terme source. Dans le modèle simplifié (1.7) qui ne prend pas en compte la dépendance spatiale, ce terme correspond à une simple dépendance en énergie (spectre source) avec une normalisation. Les modèles d'accélération prédisent une loi de puissance pour ce spectre et donc

$$Q(E) = q \mathcal{R}^{-\alpha},$$

où les paramètres de la source sont la normalisation q et la pente α . Il est naturel de se poser la question de la détermination de ces paramètres et des paramètres de transport et des éventuelles dégénérescences existantes entre les deux. Par ailleurs, les primaires (et en particulier p et He) sont les quantités du RCG mesurées avec le plus de précision (elles sont les plus abondantes). Il faut donc se demander quelle information nous pouvons tirer de leur étude :

- dans le cadre de la diffusion pure, nous avons à partir de l'équation (1.7)

$$N(E) \propto \frac{LQ(E)}{K(E)} \propto \frac{qL}{K_0} E^{-(\alpha+\delta)}.$$

Il y a donc une dégénérescence entre qL/K_0 et $\alpha + \delta$: dans l'ajustement d'un primaire seuls qL/K_0 et $\alpha + \delta$ sont fixés.

- Si les interactions inélastiques sont prises en compte, il vient

$$N(E) = \frac{Q(E)}{\frac{K(E)}{hL} + n\sigma v}.$$

Cette équation couple maintenant $\alpha + \delta$ à K_0/L : pour équilibrer les effets de destruction à basse énergie, il est possible de prendre une pente source plus pentue avec une plus petite valeur de K_0/L .

- Si les pertes d'énergie sont prises en compte, les effets sont plus subtils mais impactent sur la pente du spectre source.

De cette analyse simpliste, nous voyons qu'il est impossible de fixer simultanément les paramètres sources et ceux de transport à partir des flux primaires seuls. Utiliser l'information sur les paramètres de transport est donc nécessaire, bien que pas toujours suffisante, étant donnée la qualité des données (voir plus bas). Dans [Putze et al. \(2011\)](#), nous avons par exemple pu montrer que même si les contraintes sur δ sont assez lâches ($\delta \approx 0,3-0,8$, voir plus haut), la pente α était contrainte dans l'intervalle $\sim 2,25-2,5$ en ajustant les flux de p et He.

Sources (matière noire) dans le halo contre sources (standard) dans le disque

Pour finir cette discussion sur la phénoménologie, il est important de discuter le cas des sources dans le halo de la Galaxie. Nous voulons comprendre dans ce cas comment varie le flux attendu pour, par exemple, de l'annihilation de matière noire, en fonction des valeurs des paramètres de transport. Négliger les pertes d'énergie est une bonne approximation (sauf à basse énergie), ce qui permet l'utilisation de formules analytiques très rapides pour calculer cette contribution ([Maurin et al. 2006](#)). Simplifions encore en reprenant le modèle du disque mince à deux zones avec un terme source constant dans tout le halo de diffusion (le halo diffusif étant beaucoup plus petit que le halo de matière noire, cette approximation n'est pas trop délirante) :

$$-KN'' = q \quad \Rightarrow \quad N_{(\bar{p}, \bar{d})}(z=0) = \frac{qL^2}{2K}.$$

Alors qu'un flux primaire standard dépend du rapport L/K (voir plus haut), le flux exotique dépend de L^2/K . Ceci est intuitivement raisonnable au sens où le nombre de sources dans le volume de diffusion augmente lorsque L augmente, ce qui n'est pas le cas pour des sources dans le disque. Ceci a un impact fort sur la recherche de matière noire, puisque K_0/L est fixé par l'analyse B/C, mais L reste peu contraint, conduisant à des incertitudes de propagation de l'ordre d'un facteur L_{\max}/L_{\min} pour les espèces exotiques. Nous avons observé cette dépendance linéaire du flux avec la taille du halo dans plusieurs études réalisées avec le modèle semi-analytique complet de diffusion/convection/ré-accélération ([Barrau et al. 2002, 2003](#); [Donato et al. 2004](#); [Barrau et al. 2005](#)).

1.3 Quelques résultats

La phénoménologie de la composante nucléaire du RCG ayant été développée, passons aux résultats obtenus et aux conséquences sur la détection indirecte de matière noire. Dans cette section, nous présentons dans un premier temps des résultats sur l'extraction des paramètres de transport et paramètres sources dans le cadre de l'utilisation d'une technique de Monte Carlo à chaîne de Markov (MCMC) pour explorer l'espace des paramètres. Dans un deuxième temps, nous discutons du statut des études sur les anti-protons et anti-deutérons, cibles importantes pour la matière noire. Nous finissons avec le facteur d'amplification du signal (par les sous-structures) de matière noire. Ces études ont été menées dans le cadre du

modèle de diffusion/convection/ré-accélération à deux zones dont les équations et solutions (modèle 1D ou 2D) sont données par exemple dans l'ann. A de [Putze et al. \(2010\)](#) pour des sources standards de noyaux stables ou radioactifs, dans [Donato et al. \(2001\)](#) pour des anti-protons standards ¹³ et dans [Barrau et al. \(2002\)](#) et [Donato et al. \(2004\)](#) pour une contribution exotique aux anti-noyaux.

1.3.1 Détermination des paramètres de transport et sources

Il est pertinent de s'interroger sur la méthode utilisée pour extraire les paramètres de propagation et de transport. Ces paramètres sont importants car ils permettent de faire le lien avec des quantités plus fondamentales, comme le transport dans des champs magnétiques turbulents et l'accélération dans les sources du RCG. Par ailleurs, ces mêmes paramètres sont utilisés pour calculer les flux secondaires d'anti-protons, anti-deutérons, positons et γ diffus. Ils se révèlent finalement cruciaux pour le calcul d'une composante issue de la matière noire ([Donato et al. 2004](#); [Delahaye et al. 2008](#)).

Technique MCMC Jusqu'à très récemment, l'exploration de l'espace des paramètres était fondée sur une recherche manuelle (et donc partielle) ou semi-automatisée de l'espace des paramètres ([Webber et al. 1992](#); [Strong et Moskalenko 1998](#); [Jones et al. 2001](#)). Des balayages systématiques de type grille dans l'espace des paramètres ont été proposés dans [Maurin et al. \(2001, 2002a\)](#) puis [Lionetto et al. \(2005\)](#), mais de manière inefficace : l'ajout de paramètres libres supplémentaires devenait rapidement prohibitif en termes de temps de calcul.

Pour pallier ces limitations, pour la première fois dans ce domaine, nous avons utilisé la technique du Monte Carlo à chaînes de Markov ([Putze et al. 2009](#)) — technique largement utilisée dans d'autres domaines comme la cosmologie ([Christensen et al. 2001](#); [Lewis et Bridle 2002](#); [Dunkley et al. 2005](#)). Depuis, nous avons utilisé cette technique pour un certain nombre d'études dont nous allons parler ci-dessous ([Putze et al. 2009, 2010, 2011](#); [Coste et al. 2012](#)). Notons que cette technique a aussi été utilisée dans le modèle GALPROP ([Trotta et al. 2011](#)). Cependant, comme le soulignent les auteurs, le temps de calcul est d'environ 13 ans CPU (distribué sur 800 machines) avec ce modèle fondé sur une résolution numérique, quand une dizaine d'heures (sur un processeur) suffit avec notre modèle semi-analytique pour couvrir l'espace des paramètres.

En bref, la méthode MCMC, fondée sur la statistique bayésienne, est utilisée pour estimer la densité de probabilité de la distribution (PDF) des paramètres étant données les mesures expérimentales et un a priori sur la distribution initiale de ces paramètres (généralement, un intervalle de départ est choisi). Les chaînes sont construites à partir de l'algorithme de Metropolis-Hastings, qui garantit que la distribution des valeurs parcourues dans la chaîne tend asymptotiquement vers la PDF cherchée. Ceci est illustré sur la fig. 1.10 où plusieurs chaînes sont montrées pour le paramètre δ (à gauche) et qui une fois projetées dans un histogramme conduisent à la PDF de δ (à droite). Les résultats finals de l'analyse MCMC sont

13. Une complication par rapport au cas des noyaux provient du fait qu'un nouveau terme dit *tertiaire* doit être pris en compte. Il correspond au fait qu'une partie des anti-noyaux peut interagir de manière inélastique mais non-annihilante. En pratique, le spectre de production des anti-noyaux pique à quelques GeV/n et la partie de basse énergie de ce spectre est augmentée par les anti-noyaux du pic qui ont subi cette interaction et ont perdu de l'énergie.

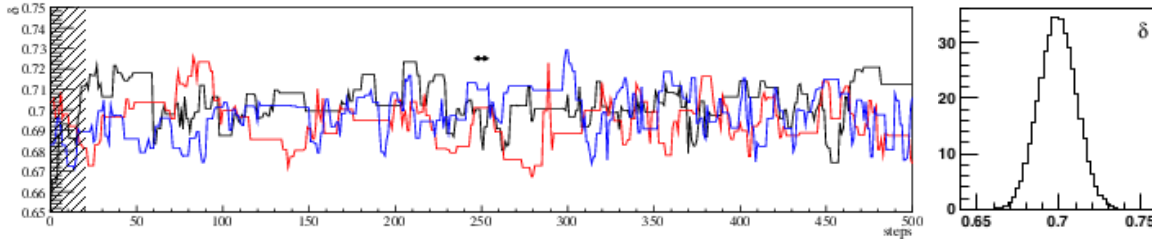


FIGURE 1.10: À gauche : chaînes de Markov pour le paramètre δ montrant la valeur prise par le paramètre à chaque pas de la chaîne. À droite : PDF de δ obtenue en projetant les chaînes montrées à gauche. Figures tirées de Putze et al. (2009).

les PDF jointes et marginalisées obtenues simplement par comptage du nombre d'échantillons dans la zone associée de l'espace de paramètres. Pour le détail de fonctionnement d'un MCMC, son implémentation et utilisation dans le code de propagation USINE, nous renvoyons le lecteur à la thèse d'Antje Putze (Putze 2009).

Paramètres de transport : résultats Dans Putze et al. (2010), nous avons répété et amélioré nos précédentes études par l'utilisation combinée du rapport B/C (Maurin et al. 2001, 2002a) et des espèces radioactives pour lever la dégénérescence K_0/L (Donato et al. 2002). Pour la première fois, grâce à la technique MCMC, nous avons pu obtenir la PDF de ces paramètres et leurs corrélations (par exemple pour les paramètres L et r_h , comme l'illustre la fig. 1.11). De manière plus générale, nous avons montré et/ou confirmé que

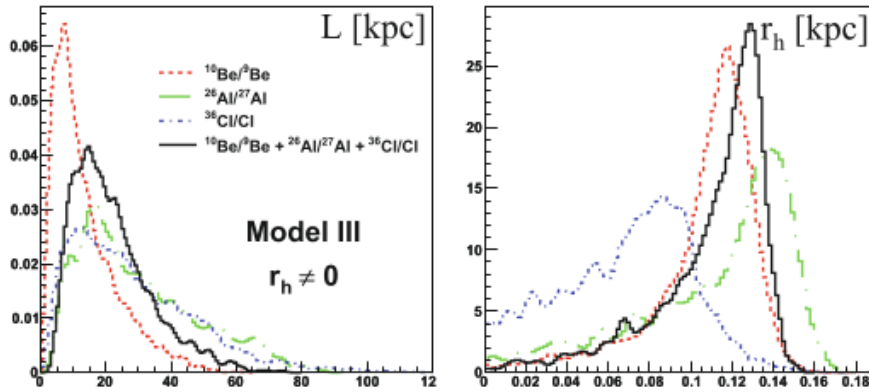


FIGURE 1.11: PDFs des paramètres L et r_h dans le modèle de diffusion/convection/ré-accélération obtenues à partir d'une analyse MCMC sur les données B/C et les espèces radioactives. Les différentes courbes correspondent à l'utilisation séparée ou simultanée (traits pleins) de $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$, $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ ou $^{36}\text{Cl}/\text{Cl}$. Tiré de Putze et al. (2010).

1. l'ajustement des rapports secondaire/primaire du RCG conduit à une valeur pour la pente de diffusion δ de 0,3 pour les modèles avec ré-accélération et sans convection, alors qu'une valeur de 0,7 est préférée pour les modèles avec ré-accélération et convection. En termes d'analyse en χ^2 , ces derniers sont favorisés, mais la précision des données et les incertitudes entourant la forme du coefficient de diffusion à basse énergie ne permettent pas de conclure (Maurin et al. 2010).

2. La dégénérescence K_0/L n'est pas complètement levée par l'utilisation de la contrainte des espèces radioactives car (i) les données pour ces isotopes ne sont pas assez précises (seuls quelques points à basse énergie existent) et (ii) le paramètre supplémentaire de taille de sous-densité locale r_h donne un degré de liberté supplémentaire à l'ajustement.
3. Les modèles préfèrent des tailles de halo $\gtrsim 10$ kpc et une taille de trou de $r_h \sim 100$ pc.
4. Les contraintes mises par les différents isotopes radioactifs ($^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$, $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$, $^{36}\text{Cl}/\text{Cl}$ et $^{54}\text{Mn}/\text{Mn}$) sont compatibles entre elles (voir différentes courbes sur la fig. 1.11).
5. Comme proposé dans [Webber et Soutoul \(1998\)](#), une alternative à l'utilisation d'un isotope radioactif difficile à mesurer est de considérer un rapport d'éléments bien choisi. Ce rapport contiendra au numérateur l'isotope instable (p. ex. Be pour ^{10}Be) et au dénominateur l'isotope fils (p. ex. B pour ^{10}B issu de la décroissance de ^{10}Be). Ce choix maximise l'effet de la fraction qui décroît sur le rapport à basse énergie. Ces rapports d'éléments (Be/B, Al/Mg, Cl/Ar et Mn/Fe) sont plus faciles à mesurer expérimentalement et couvrent une plus large gamme en énergie. Nous avons pu montrer avec le MCMC, dans le cadre de la précision attendue par les futures données AMS-02, que ces rapports d'éléments allaient être aussi ou plus contraignants que l'utilisation des rapports isotopiques (stage de M2 de Arnaud Coulon, 2011).

Paramètres sources : résultats Nous pouvons répéter l'analyse MCMC en se focalisant cette fois sur les paramètres sources. La figure 1.12 montre les contraintes obtenues sur l'indice spectral du spectre source pour les protons et héliums. Ceci est important puisque

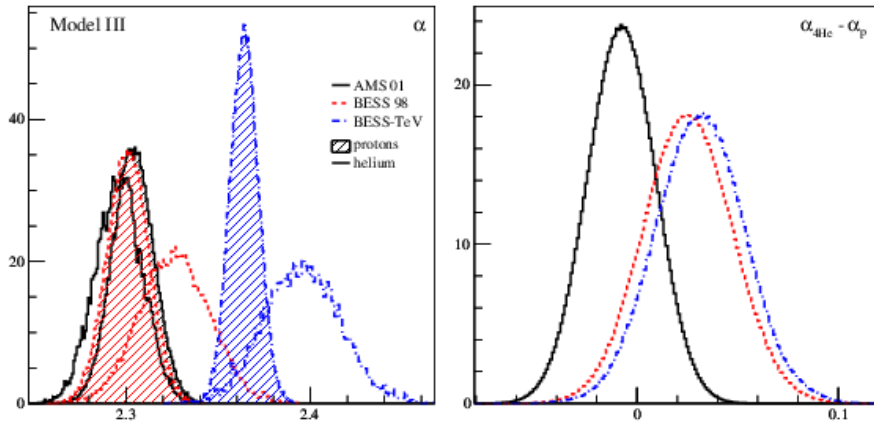


FIGURE 1.12: PDF pour le paramètre α (pente du spectre source, à gauche) et pour la différence entre les pentes de p et He (à droite) obtenue à partir des données p et He dans un modèle de diffusion/convection/ré-accélération. Tiré de [Putze et al. \(2011\)](#).

certains modèles d'accélération prédisent, par des effets collectifs, un spectre différent pour ces espèces ([Ellison 1993](#)). Comme on le voit sur la figure, les données — n'incluant pas les résultats de *PAMELA* et ceux à venir d'AMS-02 — ne sont pas suffisantes pour répondre à cette question. Au final, les résultats importants de cette étude sont :

1. l'universalité (à l'intérieur des barres d'erreur) de la pente α des spectres sources pour tous les éléments ;
2. une valeur typique de cette pente comprise entre ~ 2.3 – 2.5 quels que soient les paramètres de propagation (compatibles avec B/C) considérés.

1.3.2 Étude du quartet (^1H , ^2H , ^3He , ^4He)

Dans §1.3.1, nous avons éludé le fait qu'il est difficile d'ajuster simultanément les paramètres sources et les paramètres de transport. Dans la quasi-totalité des études menées dans ce domaine, les auteurs fixent les paramètres sources quand ils s'intéressent à ceux de transport et vice-versa. Cette approche se justifie si l'on regarde l'équation (1.7) du modèle simplifié. On peut noter, en effet, que le rapport secondaire sur primaire ne dépend pas du terme source (en pratique, il en dépend peu, [Maurin et al. 2002a](#)). À l'inverse, les flux primaires qui donnent accès aux paramètres sources dépendent eux fortement des paramètres de transport (voir p. 17). Pour explorer plus systématiquement cet effet, nous nous sommes focalisés sur les éléments du quartet qui contiennent à la fois des isotopes d'espèces primaires (^1H et ^4He) et des isotopes d'espèces secondaires (^2H et ^3He).

Données disponibles et études du quartet Si ces isotopes ont été étudiés en détail dans les années soixante et soixante-dix ([Badhwar et Daniel 1963](#); [Ramaty et Lingenfelter 1969](#); [Meyer 1972](#); [Mitler 1972](#); [Ramadurai et Biswas 1974](#); [Mewaldt et al. 1976](#)), très peu d'études y ont été consacrées dans les années quatre-vingt ([Beatty 1986](#); [Webber et al. 1987](#)) et quatre-vingt-dix ([Webber 1990](#); [Seo et Ptuskin 1994](#); [Webber 1997](#)) et une seule dans les années deux mille ([Moskalenko et al. 2003](#)). Ceci est assez curieux car de nombreuses données étaient devenues disponibles : $^2\text{H}/^4\text{He}$ de *IMAX92* ([de Nolfo et al. 2000](#)) et *AMS-01* ([Aguilar et al. 2011b](#)) ; $^3\text{He}/^4\text{He}$ de *IMAX92* ([Menn et al. 2000](#)), *SMILI-II* ([Ahlen et al. 2000](#)), *AMS-01* ([Xiong et al. 2003](#)), *BESS98* ([Myers et al. 2003](#)) et *CAPRICE98* ([Mocchiutti et Wizard/Caprice Collaboration 2003](#)). Par ailleurs, la quasi-totalité des analyses a été effectuée dans le modèle dit de la boîte qui fuit (pas de géométrie dans ce modèle), exceptées les études de [Seo et Ptuskin \(1994\)](#), [Webber et Rockstroh \(1997\)](#) et [Moskalenko et al. \(2003\)](#). Ceci a motivé notre ré-analyse du quartet en se fondant sur :

- une compilation de l'ensemble des données disponibles ;
- une recherche systématique dans la littérature des modèles et données des sections efficaces impliquées dans la production/destruction des noyaux du quartet (nous avons d'ailleurs proposé un nouveau paramétrage de ces sections efficaces pour ^2H , ^3H et ^3He) ;
- l'utilisation de données simulées pour étudier la fiabilité des paramètres et des niveaux de confiance obtenus pour diverses combinaisons données/paramètres libres.

Résultats Ce travail a été réalisé dans le cadre de la co-supervision de la thèse de Benoît Coste ([Coste 2012](#)). Les principaux résultats obtenus sont :

1. La fragmentation du CNO (resp. NeMgSiFe) sur l'ISM lors de la propagation contribue, à haute énergie, à 20% (resp. 20%) du flux ^2H et 15% (resp. 10%) du flux ^3He .
2. Le flux de ^4He — jusqu'alors considéré comme pur primaire — reçoit une contribution secondaire (fragmentation de C, N, O, ... Fe) qui peut aller jusqu'à 10% du flux total. Cette contribution, piquée à 1 GeV/n, est plus grande que la précision des données existantes (*PAMELA*, mais aussi *AMS-02* à venir). Une analyse dédiée sera nécessaire (sections efficaces spécifiques) pour estimer la contribution secondaire dans ^1H .
3. Les intervalles de confiance sur les paramètres de transport montrent que les contraintes tirées des données du quartet rivalisent avec celles tirées du rapport B/C.

4. les meilleures contraintes sur les paramètres de transport sont obtenues lors de l'ajustement simultané d'un rapport secondaire/primaire et d'un flux primaire, mais l'analyse des données simulées montre alors que le résultat est moins robuste (plus sensible aux systématiques pouvant apparaître dans les flux de primaires).

Le meilleur ajustement aux données ainsi que les intervalles de confiance sont montrés sur la fig. 1.13 pour le flux de ^3He et le rapport $^3\text{He}/^4\text{He}$.

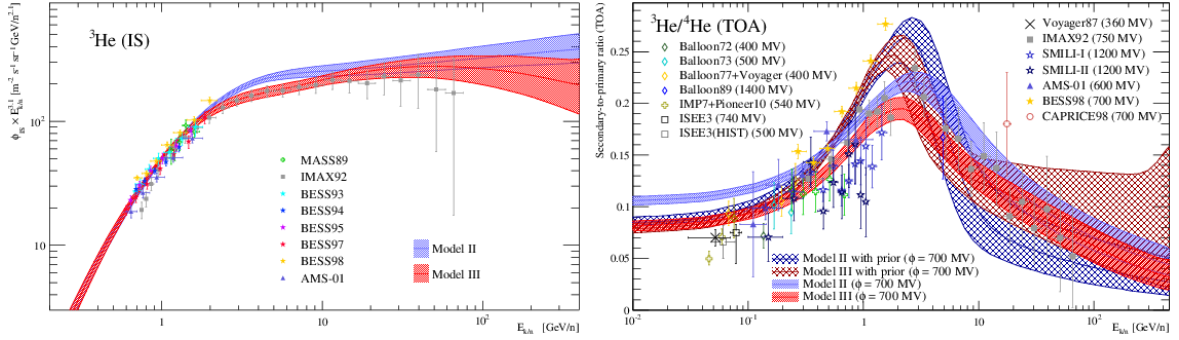


FIGURE 1.13: Contours à 95% de niveau de confiance pour ^3He ($\times E^{3.1}$ à gauche) et $^3\text{He}/^4\text{He}$ (à droite) pour des modèles sans (II) et avec (III) ré-accelération. Tiré de Coste et al. (2012).

1.3.3 Anti-protons and anti-deutérons

Parmi les première études ayant motivé la recherche indirecte de matière noire se trouvent les études sur les anti-protons (Silk et Srednicki 1984; Stecker et al. 1985). A posteriori, il se trouve que les premières données surestimaient le flux d'anti-protons, alors que les modèles sous-estimaient le flux astrophysique attendu. Comme nous l'avons montré pour la première fois en 2001 par un calcul fondé sur les paramètres de propagation tirés de l'analyse B/C, le flux astrophysique est en parfait accord avec les données (fig. 1.14 à gauche). Sur cette même figure, nous voyons que l'incertitude reliée à la méconnaissance des sections efficaces de production de \bar{p} est déjà de l'ordre de grandeur de l'erreur sur les données. Avec les nouvelles

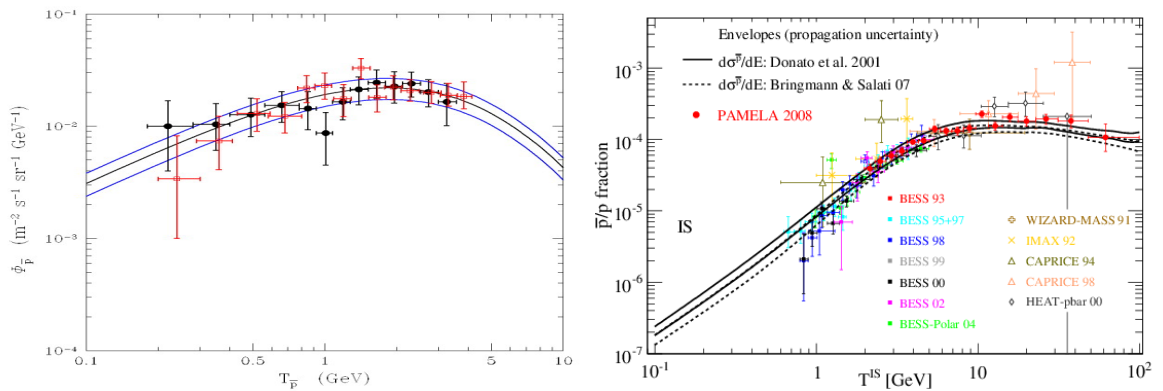


FIGURE 1.14: À gauche : flux \bar{p} secondaires et incertitudes issues des sections efficaces nucléaires de production (Donato et al. 2001). À droite : ré-analyse du rapport \bar{p}/p (bande d'incertitude de propagation en traits pleins) avec les données de PAMELA 2008 (Donato et al. 2009).

mesures du satellite *PAMELA* en 2008, nous avons ré-estimé ce flux (Donato et al. 2009), montrant que cet accord continue jusqu’aux plus hautes énergies mesurées (fig. 1.14 à droite) : cette figure montre aussi que les incertitudes dues à la propagation sont plus petites que celles liées à la production de \bar{p} , mais du même ordre de grandeur que les barres d’erreur des données *PAMELA*. De ces études, nous concluons qu’une composante primaire est exclue (ou du moins très contrainte). De fait, nous avons mené plusieurs études posant des contraintes sur une contribution exotique, comme l’évaporation de trous noirs primordiaux (Barrau et al. 2002), de la matière noire SUSY (Donato et al. 2004) ou Kaluza-Klein (Barrau et al. 2005).

Comme initialement proposé par Donato et al. (2000), une analyse similaire a été menée pour les anti-deutérons (Donato et al. 2000; Duperray et al. 2005; Donato et al. 2008). La figure 1.15 illustre le fait que (i) les incertitudes sur les sections efficaces nucléaires de produc-

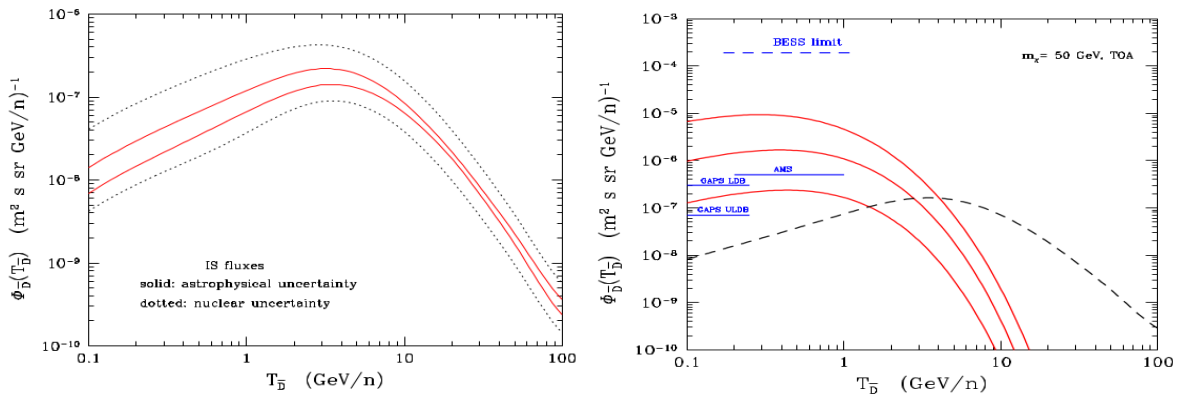


FIGURE 1.15: À gauche : incertitudes astrophysiques (traits continus rouges) et de sections efficaces (pointillés noirs) sur le flux standard anti-deutérons. À droite : contribution d’un candidat matière noire SUSY (traits continus rouges) par rapport au fond astrophysique (tiret noir) et sensibilité des expériences à venir (traits bleus). Tiré de Donato et al. (2009).

tion sont encore plus grandes que pour les anti-protons (à gauche) et que (ii) même en tenant compte des contraintes sur les anti-protons, il est toujours possible de trouver des modèles qui produisent plus d’anti-deutérons que le fond astrophysique (à droite). Dit autrement, les anti-deutérons ont un pouvoir d’exclusion plus fort que celui des anti-protons. Malheureusement, même les instruments à venir *GAPS* (Aramaki et al. 2012) et *AMS-02* auront probablement une sensibilité trop limitée pour en détecter. Là aussi, nous avons étudié les limites pouvant être potentiellement mises sur la production d’anti-deutérons issus de trous noir primordiaux (Barrau et al. 2003) ou de matière noire SUSY (Donato et al. 2009).

1.3.4 Origine, facteur d’amplification du signal matière noire

Une question cruciale s’est posée à la fin des années quatre-vingt-dix avec la mesure de la fraction de positon $e^+/(e^- + e^+)$ par le ballon *HEAT* (Barwick et al. 1997). Une explication en termes de matière noire (de la fraction mesurée) nécessitait un facteur d’amplification (à expliquer) du signal de plusieurs centaines à plusieurs milliers. Les différentes études utilisaient alors indifféremment, pour les anti-protons et positons (et même γ), des facteurs *ad hoc* qui étaient constants avec l’énergie, et similaires pour les deux espèces.

Un premier élément semblant indiquer que cette hypothèse était incorrecte est venu d’une étude menée avec mon collègue Richard Taillet sur l’origine spatiale des flux mesurés. Plus

précisément, la question que nous posions, étant donnée une distribution spatiale de sources, était de savoir de quel volume effectif provenait en pratique le signal mesuré sur Terre. Nous avons répondu à cette question pour des sources standards dans le disque (Taillet et Maurin 2003) et de matière noire dans le halo (Maurin et Taillet 2003). Ces études nous avaient permis de conclure que le signal provenait essentiellement d'un volume délimité par la taille du halo de diffusion pour les anti-protons (un résultat en fait bien connu dans le cadre des processus de diffusion), mais d'un volume beaucoup plus petit (de l'ordre de quelques centaines de pc) pour les leptons, d'autant plus petit que leur énergie est grande (ces espèces sont dominées par les pertes d'énergie). Ceci donnait un élément de justification pour dire qu'un accroissement du signal de matière noire dû aux sous-structures (i) ne pouvait pas être le même pour les anti-noyaux et les leptons et que (ii) ce facteur devait dépendre de l'énergie.

Dans une très belle étude, Julien Laval et mes collègues du *LAPTh* ont ensuite développé un formalisme simple pour étudier le facteur d'amplification dû à un ensemble statistique de grumeaux de matière noire (Laval et al. 2007). Ils ont montré que la probabilité d'avoir un tel grumeau proche de la Terre (pour expliquer le signal de *HEAT*), comme l'avaient avancé Cumberbatch et Silk (2007), était quasi nulle. La dépendance du facteur d'accroissement en fonction de l'espèce et de l'énergie était alors montrée de manière explicite.

Grâce à ce formalisme (utilisé plus tard pour nos études en γ , voir l'ann. A.3), nous sommes allés plus loin en considérant non pas un seul grumeau, mais la distribution des sous-structures attendue dans la Galaxie (voir par exemple la fig. 1.4, p. 10). Ceci a permis de montrer (fig. 1.16) que les sous-structures ne peuvent pas donner des facteurs d'amplification du signal significatifs.

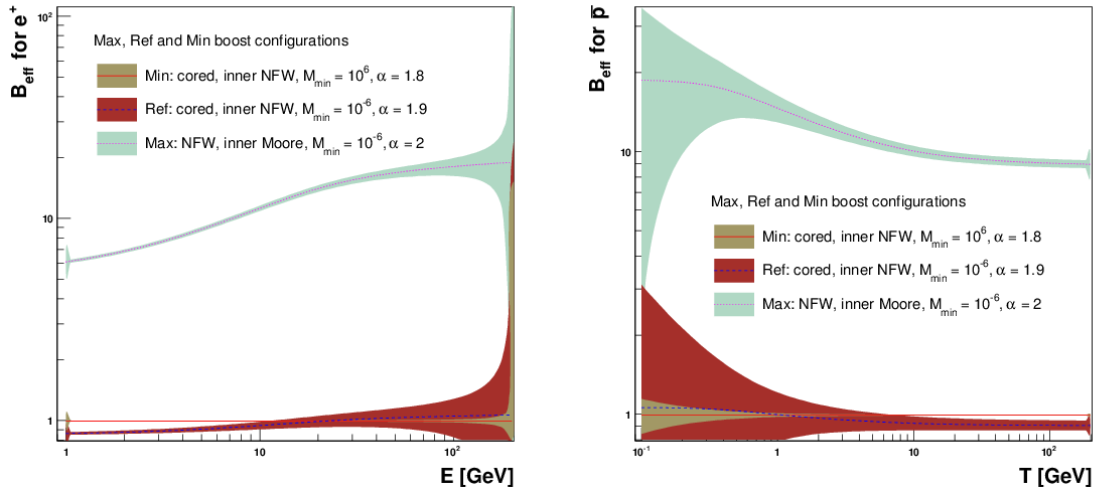


FIGURE 1.16: Facteur d'amplification dû aux sous-structures de matière noire pour les positons (à gauche) et pour des \bar{p} (à droite). Les trois configurations correspondent à des paramètres donnant le minimum, maximum et l'amplification la plus probable. Tiré de Laval et al. (2008).

1.4 Résumé et perspectives

Il est difficile dans cette conclusion de résumer en quelques lignes quinze ans d'activité sur le RCG chargé. Je pense que nos efforts ont permis de réhabiliter l'intérêt d'étudier le RCG nucléaire, qui avait été un peu délaissé, à la fin des années quatre-vingts, en faveur des γ . Nos apports ont été les suivants :

Nécessaire maîtrise des paramètres de transport pour un calcul robuste des fonds astrophysiques et l'estimation des incertitudes de propagation sur les signaux exotiques avec : (i) compatibilité du flux de \bar{p} avec mesures (+ limites sur composantes exotiques), (ii) estimation du flux attendu de \bar{d} , (iii) non augmentation des flux exotiques par les sous-structures de matière noire.

Rôle de la bulle locale (sous densité de gaz) sur la détermination de la taille du halo L de la Galaxie et son impact sur les flux des espèces radioactives, mais aussi sur les noyaux lourds (Combet et al. 2005, non discuté dans le manuscrit) ;

Utilisation pionnière de la technique du MCMC dans ce domaine, grâce à laquelle nous avons pu (i) montrer l'universalité de la pente des spectres sources, (ii) identifier les meilleures stratégies d'extraction des paramètres de transport et sources (en utilisant des données simulées), (iii) réhabiliter le quartet comme alternative au rapport B/C (pour déterminer les paramètres de transport) et (iv) démontrer l'utilité des rapports d'éléments du type Be/B comme alternative au rapport $^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$.

De manière plus générale, nos points forts ont été :

1. l'utilisation de modèles semi-analytiques qui ont permis de tester de nombreuses hypothèses dans un temps de calcul raisonnable ;
2. une approche phénoménologique qui a permis de comprendre, avant les équipes concurrentes, quels étaient les paramètres cruciaux à maîtriser et ainsi de mieux diriger nos efforts ;
3. une volonté de maîtriser les erreurs et leurs origines plutôt que de fournir une *autre* estimation des paramètres.

Tout au long de nos travaux, nous avons régulièrement insisté sur le facteur limitant des études présentes et futures du RCG, à savoir les sections efficaces de production, comme illustré sur la fig. 1.17 : les erreurs systématiques (dues à ces incertitudes) génèrent des erreurs (sur les paramètres de transport recherchés) plus grandes que celles générées par les erreurs statistiques sur des données (pour des données datant pourtant d'il y a vingt ans). C'est pour cette raison qu'un atelier a été initié entre cosmiciens et physiciens nucléaires en **Décembre 2012** pour discuter ces questions et trouver des solutions à ce problème.

Si nous avons couvert dans ce manuscrit principalement la partie nucléaire, il ne faut pas oublier l'information apportée par les γ (par *Fermi-LAT* et les détecteurs Cherenkov), les leptons et l'information de l'anisotropie. L'expérience *AMS-02*¹⁴ collecte depuis deux ans des données d'une qualité inégalée dans la gamme d'énergie du GeV/n au TeV/n pour les espèces chargées et va permettre d'aller plus loin dans notre compréhension du RCG. Pour cela, il faudra passer par plusieurs améliorations, certaines étant déjà initiées au *LPSC* ou discutées par le biais de collaborations. À l'horizon de trois ans, les objectifs que nous pourrions tenter d'atteindre seraient :

14. <http://www.ams02.org>

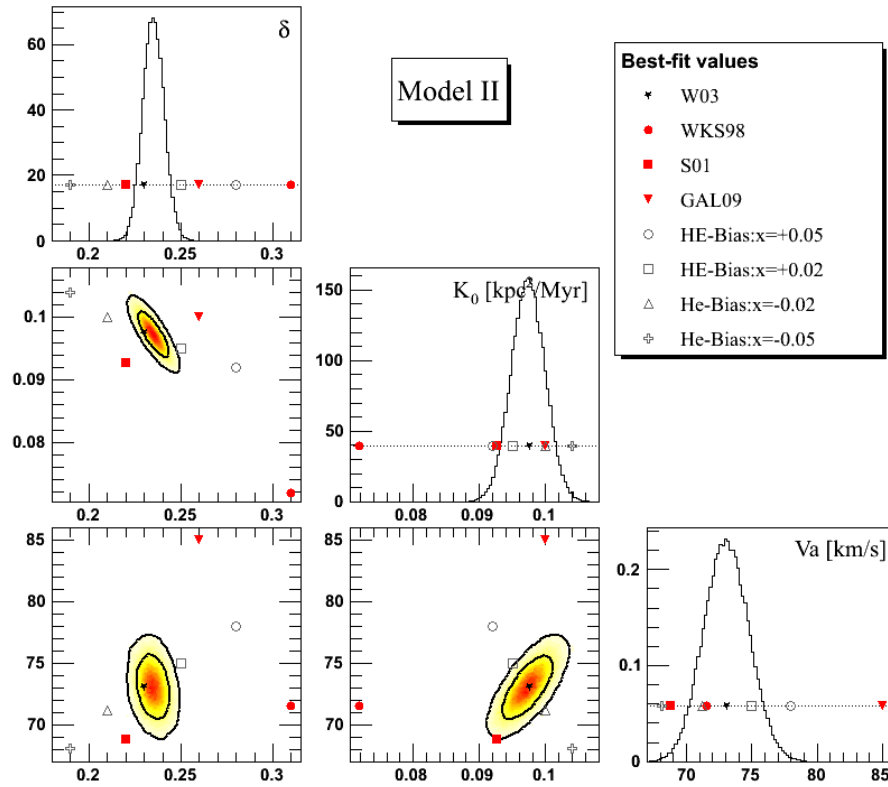


FIGURE 1.17: PDF marginalisées 1D (diagonale) et 2D (hors diagonale) de trois paramètres de transport. La position des points montre que les variations dues aux erreurs systématiques sur les jeux de sections efficaces nucléaires (W03, WKS98, GAL09...) sont déjà plus grandes que les erreurs statistiques (délimitées par la largeur des PDFs) obtenues par ajustement sur les données *HEAO-3* (Engelmann et al. 1990). Tiré de Maurin et al. (2010).

- avoir une meilleure description des sections efficaces, de la distribution des sources proches du RCG (comme les pulsars), de la distribution du gaz dans la Galaxie, de la modulation solaire, etc. (collaboration, entre autres, avec nos collègues du *LAPTh*) pour pouvoir tirer parti au mieux des données *AMS-02* à venir ;
- avoir un calcul plus réaliste de la propagation dans la bulle locale en considérant une distribution réaliste du gaz. Nous souhaitons mener cette étude en résolvant l'équation de diffusion par tirage Monte Carlo (en collaboration avec Marco Régis, post-doctorant à l'*Università di Torino*) pour suivre les trajectoires et regarder plus en détail l'impact sur les espèces radioactives du RCG comme ^{10}Be ;
- tenter d'avoir une propagation fondée sur des coefficients de transport tirés de simulations numériques (en collaboration avec des collègues de Montpellier) pour prendre en compte l'effet attendu d'une turbulence différente autour des sources et dans le halo de la Galaxie.

2

Rayonnement γ et cibles pour la détection indirecte de matière noire

Sommaire

2.1	Introduction	30
2.1.1	Terme astrophysique J	31
2.1.2	Terme de physique des particules	31
2.2	Les galaxies naines sphéroïdales (dSphs)	33
2.2.1	Méthode de Jeans pour les profils	33
2.2.2	Meilleures cibles et niveaux de confiance sur J	35
2.2.3	Résumé et perspectives pour les dSphs	39
2.3	Les amas de galaxies	40
2.3.1	Profils à partir du méta-catalogue MCXC	41
2.3.2	Intérêt d'une stratégie d'empilement ?	42
2.3.3	Résumé et perspectives pour les amas de galaxies	47
2.4	Résumé et perspectives	49



UNE SECONDE ACTIVITÉ dont je vais parler dans ce document concerne la recherche de matière noire en γ dans le contexte des expériences *HESS* (*High Energy Stereoscopic System*)¹, *Fermi-LAT*² et du futur *CTA* (*Cherenkov Telescope Array*)³. L'origine de ces travaux remonte à 2007, peu après mon recrutement au *CNRS* et mon arrivée dans le groupe *HESS* du *LPNHE*. Pour m'intégrer dans ce groupe, j'ai décidé de m'intéresser aux cibles matière noire pour les détecteurs γ au sol ou dans l'espace. J'étais alors en train de travailler en collaboration avec Julien Lavalie sur le facteur d'augmentation du signal dû aux

1. <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS>

2. <http://www-glast.stanford.edu>

3. <http://www.cta-observatory.org>

sous-structures de matière noire (voir p. 24). Il était alors naturel de se poser la même question pour les γ , mettant à profit les connaissances acquises.

2.1 Introduction

La question de la détection indirecte de matière noire en γ n'est pas nouvelle. Elle a été proposée il y a plus de 30 ans déjà (Gunn et al. 1978; Stecker 1978). Comme le signal est proportionnel à la densité de matière noire au carré, le centre galactique a été la première cible proposée pour chercher un tel signal (Silk et Bloemen 1987). Cependant, le centre ga-

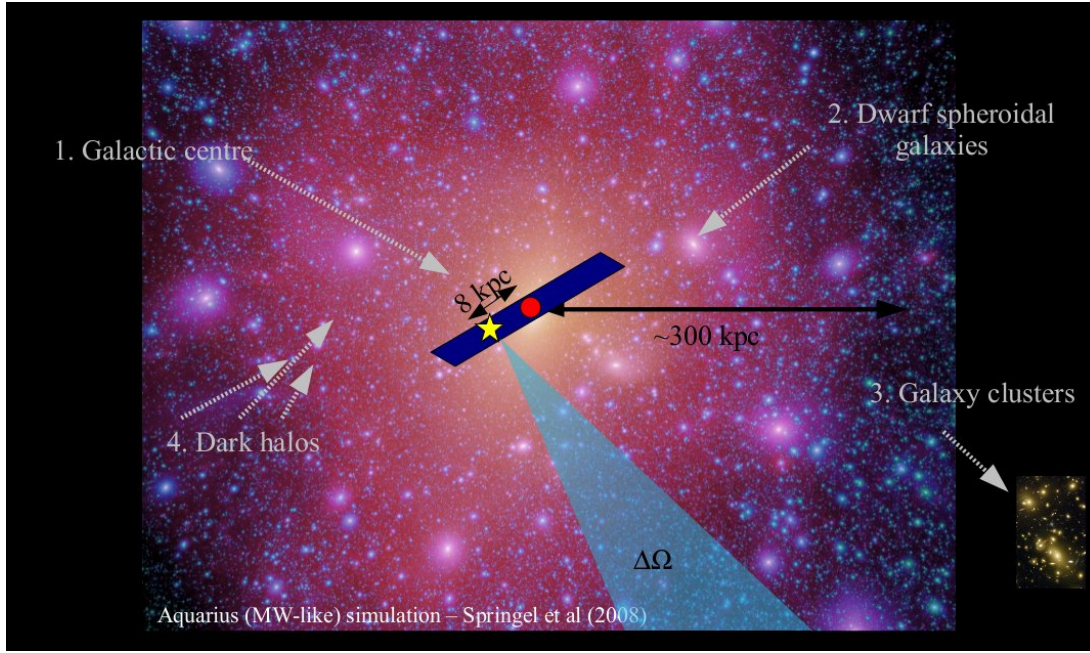


FIGURE 2.1: Simulation numérique du halo de matière noire dans la Voie Lactée (Springel et al. 2008). L'étoile identifie notre position dans ce halo et les diverses cibles pour la détection indirecte en γ .

lactique est une région complexe abritant de nombreuses sources astrophysiques. Un signal γ y a été détecté par *HESS* (Aharonian et al. 2004), compatible avec un signal astrophysique. Les galaxies naines sphéroïdales (dSphs), satellites de la Voie Lactée, ont ensuite été identifiées comme cibles privilégiées en raison de leur forte densité de matière noire et faible fond astrophysique (Lake 1990; Evans et al. 2004). Piste plus récente, les amas de galaxies sont les plus grandes structures liées gravitationnellement dans l'Univers. Malgré leurs grandes distances (le signal est dilué par le carré de la distance à l'objet), ces objets contiennent une énorme quantité de matière noire, ce qui en fait également des cibles intéressantes pour la détection indirecte (Colafrancesco et al. 2006). Dans ce chapitre, nous parlerons de ces deux derniers types d'objets.

Avant d'entrer dans le vif du sujet, précisons l'objet de notre étude, à savoir le flux d'annihilation de matière noire. Ce flux Φ_γ (photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{GeV}^{-1}$), donné pour un angle solide d'observation $\Delta\Omega = 2\pi \cdot (1 - \cos(\alpha_{\text{int}}))$ — α_{int} est l'angle d'intégration — s'écrit

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma, \Delta\Omega) = \Phi^{\text{pp}}(E_\gamma) \times J(\Delta\Omega). \quad (2.1)$$

2.1.1 Terme astrophysique J

Le second terme de l'équation (2.1) décrit l'intégrale le long de la ligne de visée (l.o.s.), dans la direction (ϕ, θ) , de la densité de matière noire au carré sur l'angle solide $\Delta\Omega$. C'est un terme purement astrophysique, appelé J dans la suite :

$$J(\psi, \theta, \Delta\Omega) = \int_0^{\Delta\Omega} \int_{\text{l.o.s}} \rho^2(l(\psi, \theta)) dl d\Omega. \quad (2.2)$$

Ce terme est au cœur des études que nous avons menées et nous y reviendrons dans les sections qui suivent. Notons qu'une fois caractérisées la densité de matière noire $\rho(r)$ et la distribution des sous-structures dans la structure étudiée (ce qui n'est pas trivial), ce terme est complètement défini : il est calculé avec le code CLUMPY décrit dans l'ann. A.3. Ce code prend en compte de manière rigoureuse la contribution des sous-structures. Il a été développé avec Aldée Charbonnier (dont j'ai co-supervisé la thèse, voir p. 69) et Céline Combet (collaboratrice à l'*University of Leicester* à cette époque). CLUMPY est le premier et seul code public pour ce calcul (Charbonnier et al. 2012).

2.1.2 Terme de physique des particules

Le premier terme de l'équation (2.1) décrit le terme de physique des particules :

$$\Phi^{\text{pp}}(E_\gamma) = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle}{2m_\chi^2} \times \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}, \quad (2.3)$$

où m_χ est la masse de la particule de matière noire, σ_{ann} est la section efficace d'annihilation et $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle$ sa moyenne sur sa distribution des vitesses. Le terme dN_γ/dE_γ correspond au nombre de photons par annihilation par intervalle d'énergie. Une valeur de référence est $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle \sim 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Elle correspond à une abondance relique de matière noire en accord avec les contraintes cosmologiques (Jungman et al. 1996).

Dans ce qui suit, nous nous restreindrons au cas de non-détection d'un flux d'annihilation. Pour voir quelles contraintes peuvent être mises sur de la nouvelle physique, supposons que le facteur astrophysique J est connu et ré-écrivons l'équation (2.1) en utilisant (2.3). Il vient

$$\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle = 2m_\chi^2 J^{-1}(\Delta\Omega) 4\pi \left(\frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma} \times \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \right)^{-1}. \quad (2.4)$$

Si l'on suppose encore le spectre d'annihilation connu et connaissant la sensibilité d'un instrument donné (c'est-à-dire le flux minimal $d\Phi_\gamma/dE_\gamma$ détectable), alors une limite supérieure $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle_{\text{max}}$ peut être placée sur de la nouvelle physique pour une masse m_χ donnée. Ce sont ces contraintes dans le plan $\langle \sigma_{\text{ann}} v \rangle - m_\chi$ que nous montrerons dans nos conclusions.

Comme on le voit, cette limite dépend du spectre d'annihilation et donc *a priori* du modèle de matière noire. Le modèle du MSSM (*Minimal SuperSymmetric Model*) a été très utilisé dans la littérature. Dans ces modèles, la particule stable la plus légère est généralement le neutralino (voir, par exemple, Jungman et al. 1996; Bertone et al. 2005 pour des revues). Un continuum γ est produit par la désintégration des hadrons issus de l'annihilation. Des raies γ mono-énergétiques peuvent aussi être produites avec la formation, soit d'une paire de γ via $\chi\chi \rightarrow \gamma\gamma$ (Bergström et Ullio 1997), soit d'un Z^0 et d'un γ via $\chi\chi \rightarrow \gamma Z^0$ (Ullio et

(Bergström 1998). Ces processus sont de second ordre (dits à l'ordre de la boucle, lorsque l'on considère les diagrammes de Feynmann associés), donc supprimés. Ils ne seront pas pris en compte car ils sont généralement sous-dominants et très dépendants du modèle (Bringmann et al. 2008)⁴. Le spectre de photons différentiel est en réalité la somme sur les différents états finaux pondérés par leur rapport d'embranchement,

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}(E_\gamma) = \sum_i b_i \frac{dN_\gamma^i}{dE_\gamma}(E_\gamma, m_\chi). \quad (2.5)$$

Ces contributions sont représentées sur la fig. 2.2 pour une particule de 1 TeV. Nous voyons que, mis à part le canal $\tau^+\tau^-$, les distributions spectrales sont toutes similaires. Ceci permet d'utiliser un paramétrage unique et nous utiliserons le paramétrage *moyen* proposé par Bergström et al. (1998) dans ce qui suit : ce paramétrage est représenté en trait noir épais sur la fig. 2.2. Notons aussi qu'un effet dit de *bremsstrahlung interne* (IB) peut aussi augmenter la

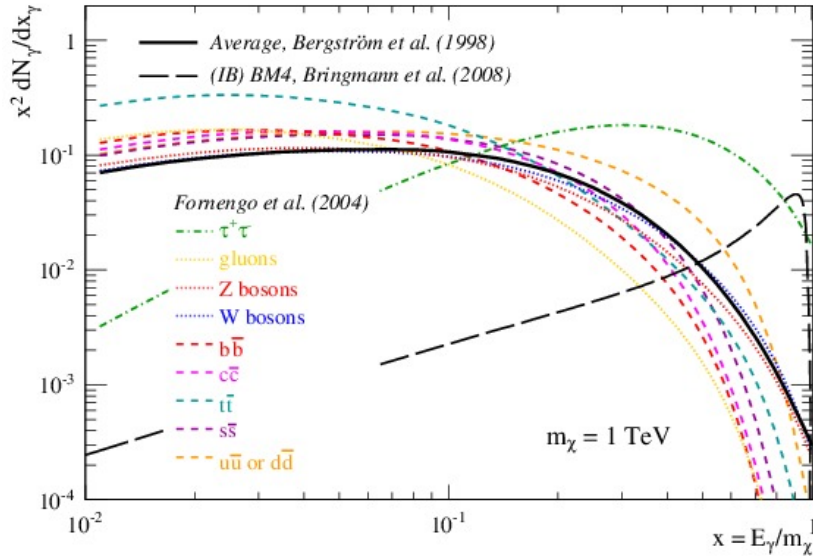


FIGURE 2.2: Spectres différentiels γ (multipliés par x^2) issus de la fragmentation des produits d'annihilation des neutralinos de masse $m_\chi = 1$ TeV. Plusieurs canaux (différentes couleurs), tirés du paramétrage de Fornengo et al. (2004), sont représentés et comparés au paramétrage *moyen* (trait noir épais) de Bergström et al. (1998). C'est ce dernier qui est utilisé pour obtenir les limites présentées dans ce document. À titre illustratif, la ligne noire pointillée représente le modèle BM4 tiré de (Bringmann et al. 2008) qui inclut le *bremsstrahlung interne*. Tiré de Charbonnier et al. (2011).

production de γ à haute énergie (Bringmann et al. 2008) ; un exemple en est donné en trait pointillé long sur la fig. 2.2. Cependant, la forme et l'amplitude de ce spectre sont là aussi fortement dépendants du modèle (Bringmann et al. 2009). Notre approche et nos limites sont au final conservatives vis-à-vis de l'ensemble de ces effets qui ne peuvent qu'augmenter le signal⁵.

4. Notons cependant qu'ils peuvent, si la résolution en énergie de l'instrument le permet, constituer une alternative préférable pour la détection sans ambiguïté d'un signal matière noire (la sagesse populaire voulant que les processus astrophysiques ne donnent pas de raies, voir cependant Aharonian et al. 2012).

5. Nous ne considérons pas non plus les effets de type *Sommerfeld enhancement* (Hisano et al. 2004, 2005) qui peuvent accroître l'annihilation pour certaines valeurs de masse et de vitesse des particules s'annihilant.

2.2 Les galaxies naines sphéroïdales (dSphs)

Les galaxies naines sphéroïdales, notées dSphs dans la suite, font partie des objets dont le contenu en matière noire par rapport au contenu baryonique est le plus élevé (~ 10 -100). Elles contiennent par ailleurs peu de gaz et seulement de vieilles étoiles (créées il y a ~ 10 Gyr ou plus). Ces étoiles sont pauvres en métaux et ont une faible luminosité de surface. En raison de ces propriétés, aucun signal γ astrophysique significatif n'est attendu de ces objets. Ils constituent donc des cibles parfaites pour la recherche de matière noire.

Si plus d'une vingtaine de dSphs ont été détectées à ce jour⁶, nous nous restreindrons ici à l'étude des huit dSphs dites classiques (celles détectées avant le *Sloan Digital Sky Survey* en 2005). Leurs caractéristiques sont obtenues par l'étude de leur contenu en étoiles. En particulier, leur masse est estimée à partir de la dispersion des vitesses des étoiles qui les composent (comme nous allons le décrire ci-dessous) ; elle est de l'ordre de 10^7 - $10^9 M_\odot$. Nous renvoyons le lecteur à [Mateo \(1998\)](#) et [Walker \(2013\)](#) pour des articles de revue sur ces objets. L'analyse présentée ci-dessous est tirée de [Walker et al. \(2011\)](#) et [Charbonnier et al. \(2011\)](#).

2.2.1 Méthode de Jeans pour les profils

Les études cinématiques des composantes stellaires des dSphs ont montré que ces systèmes ne sont pas en rotation. En supposant l'équilibre du viriel, il est possible de relier le potentiel gravitationnel interne à la dynamique des étoiles (dans ce potentiel). L'équation de Jeans (qui donne explicitement ce lien) est obtenue comme suit ([Binney et Tremaine 2008](#)) :

- prendre l'équation de Boltzmann sans collision pour la densité d'étoiles dans l'espace des phases à six dimensions ;
- supposer l'état stationnaire et la symétrie sphérique ;
- calculer et combiner les premiers moments de cette équation.

Au final, un lien entre le profil de masse $M(r)$ du halo de matière noire et (les moments de) la fonction de distribution des étoiles est obtenu :

$$\frac{1}{v} \frac{d}{dr} (v \bar{v}_r^2) + 2 \frac{\beta(r) \bar{v}_r^2}{r} = - \frac{GM(r)}{r^2}, \quad (2.6)$$

où $v(r)$, $\bar{v}_r^2(r)$ et $\beta_r \equiv \beta(r) \equiv 1 - \bar{v}_\theta^2 / \bar{v}_r^2$ décrivent respectivement la densité spatiale (3D), la dispersion des vitesses radiales et une anisotropie orbitale de la composante stellaire.

En pratique, nous avons seulement accès à la densité et à la dispersion des vitesses projetées sur le ciel, qui sont reliées aux précédentes quantités par (R représente la distance entre le centre de l'objet et la ligne de visée)

$$I(R) = 2 \int_R^\infty v(r) \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - R^2}} \quad \text{et} \quad \sigma_p^2(R) = \frac{2}{I(R)} \int_R^\infty \left(1 - \beta_r \frac{R^2}{r^2}\right) \frac{v \bar{v}_r^2 r}{\sqrt{r^2 - R^2}} dr. \quad (2.7)$$

Notons que la dispersion de vitesse projetée ne donne aucune information sur l'anisotropie $\beta(r)$ et nous faisons donc l'hypothèse standard que celle-ci est constante. Dans ce cas, la

6. Le nombre de dSphs détectées dans notre Galaxie est inférieur au nombre prédit dans les simulations numériques. Ceci vient soit d'un problème avec le modèle Λ CDM, soit de la modélisation incomplète de la physique de la formation de ces objets (rétroaction des baryons sur la matière noire).

solution de l'équation de Jeans (2.6) est donnée par (voir, p. ex., [Mamon et Łokas 2005](#))

$$v\bar{v}_r^2 = Gr^{-2\beta_r} \int_r^\infty s^{2\beta_r-2} v(s) M(s) ds. \quad (2.8)$$

C'est cette équation qui est utilisée pour ajuster les dispersions des vitesses observées. Nous devons cependant (i) fixer le profil de densité des étoiles et (ii) choisir une description de celui de la matière noire (les paramètres de ce profil seront à fixer à l'aide de l'équation de Jeans) :

Densité stellaire $I(r)$ Les profils de [Plummer \(1911\)](#), [King \(1962\)](#) et/ou [Sersic \(1968\)](#) sont généralement utilisés. Dans cette étude, nous retiendrons le profil de Plummer,

$$I(R) = \frac{L}{\pi r_h^2} \frac{1}{[1 + R^2/r_h^2]^2}, \quad (2.9)$$

qui a seulement deux paramètres libres, la luminosité totale L et le rayon de demi-lumière projeté r_h . Ce profil a l'avantage de conduire à une forme simple (analytique) pour la densité dé-projetée donnée par ([Binney et Tremaine 2008](#))

$$v(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dI}{dR} \frac{dR}{\sqrt{R^2 - r^2}} = \frac{3L}{4\pi r_h^3} \frac{1}{[1 + r^2/r_h^2]^{5/2}}. \quad (2.10)$$

L'équation (2.8) montre que la valeur de L ne joue aucun rôle. Les valeurs de r_h sont tirées de [Walker et al. \(2009\)](#). Notons que dans notre analyse, nous avons testé d'autres pentes que celles données par le profil de Plummer (pente interne et externe) et montré que les résultats ne dépendaient pas de ce choix.

Profil de matière noire Nous utilisons un modèle (α, β, γ) généralisé de Hernquist — aussi appelé Zhao — ([Hernquist 1990](#); [Dehnen 1993](#); [Zhao 1996](#)) :

$$\rho(r) = \rho_s \left(\frac{r}{r_s} \right)^{-\gamma} \left[1 + \left(\frac{r}{r_s} \right)^\alpha \right]^{\frac{\gamma-\beta}{\alpha}}. \quad (2.11)$$

Dans ce profil, le paramètre α contrôle la zone de transition entre la pente interne γ et la pente externe β , r_s est un rayon caractéristique et ρ_s la normalisation. Des profils plus complexes pourraient être utilisés (notamment une coupure exponentielle pour simuler les effets de marée pouvant tronquer les profils). Cependant, notre analyse montre que la pente externe est peu contrainte et n'est pas un paramètre crucial pour le calcul.

La figure 2.3 montre le profil de dispersion de vitesse projetée mesuré $\langle \hat{V}^2 \rangle^{1/2}(R)$ pour les huit dSphs classiques analysées. Les trois courbes (noire, bleue et rouge) correspondent au modèle théorique associé au meilleur ajustement du profil de matière noire utilisant la méthode de Jeans décrite ci-dessus. Cette figure illustre que la pente interne ne peut pas être contrainte par une telle analyse (le facteur J dépend fortement de cette pente). Dans la suite de notre étude, nous avons supposé que ce paramètre γ était libre de prendre n'importe quelle valeur entre zéro et un, et nous avons utilisé une analyse fondée sur une technique MCMC (voir p. 19) pour obtenir la valeur la plus probable de J ainsi que son erreur.

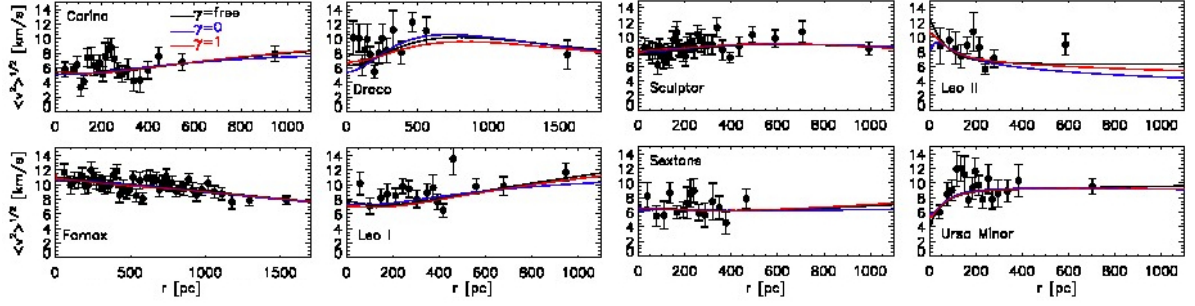


FIGURE 2.3: Profils de dispersion de vitesse pour les huit dSphs classiques en fonction du rayon au centre de la dSph pour les données (symboles) et les modèles (traits). Les trois modèles correspondent respectivement au meilleur ajustement pour un profil de matière noire de pente interne (paramètre γ) laissée libre (en noir), fixée à zéro (en bleu) ou fixée à un (en rouge). Tiré de Charbonnier et al. (2011).

2.2.2 Meilleures cibles et niveaux de confiance sur J

Facteur d'amplification dû aux sous-structures Comme souligné plus haut, une question importante pour la recherche indirecte de matière noire est de savoir si les signaux sont amplifiés par la présence de sous-structures de matière noire à l'intérieur de chaque structure. Pour répondre à cette question, nous avons pris des masses et profils de matière noire

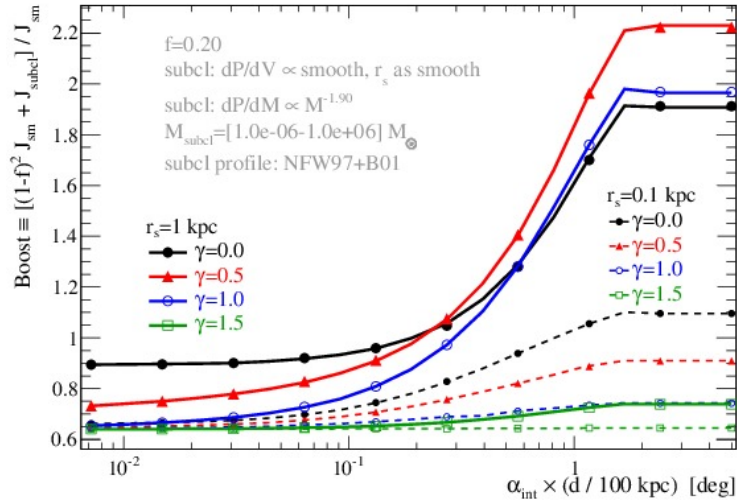


FIGURE 2.4: Facteur d'amplification en fonction de l'angle d'intégration $\alpha_{\text{int}} \times (d/100 \text{ kpc})$ pour des profils de sous-structures qui suivent le profil lisse de matière noire pour des dSphs typiques à $d = 100 \text{ kpc}$ (traits) ou $d = 10 \text{ kpc}$ (symboles). Tiré de Charbonnier et al. (2011).

représentatifs de ces objets ainsi qu'une distribution des sous-structures issue des simulations numériques à N-corps (voir ann. A.3 pour le détail du calcul). Le résultat représenté sur la fig. 2.4 nous permet de conclure qu'aucune amplification n'est attendue (ou au mieux un facteur deux) pour les dSphs (ce n'est pas le cas pour les amas de galaxies, voir p. 44). Nous négligeons cet effet dans la suite et ne considérons que le profil lisse et le signal associé pour mener notre analyse de Jeans.

PDF des paramètres du profil de matière noire L'utilisation d'une analyse MCMC sur la cinématique des dSphs — équation (2.11) — permet de contraindre les paramètres du profil de matière noire. En particulier, les chaînes du MCMC donnent accès à la PDF de ces paramètres et à leurs corrélations, comme l'illustre la fig. 2.5. La corrélation entre ρ_s et r_s provient

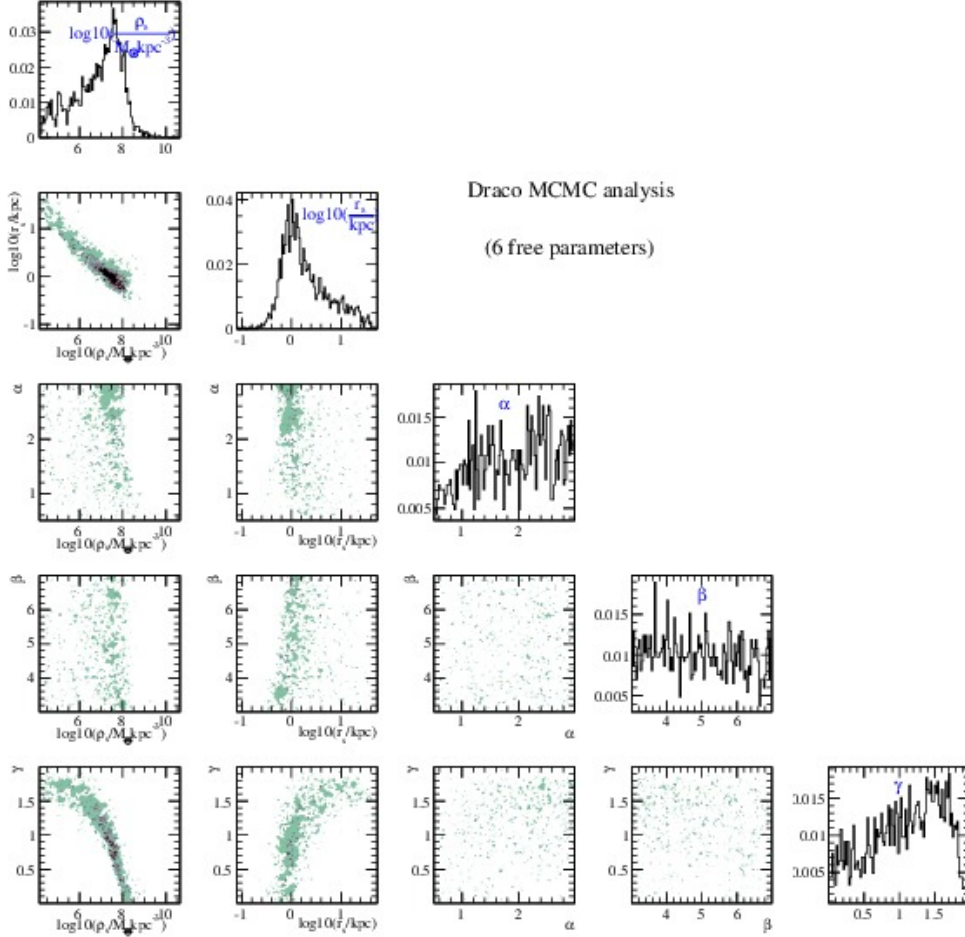


FIGURE 2.5: Distributions jointes et marginalisées des paramètres du profil de matière noire. Les distributions 2D hors-diagonale mettent en évidence les corrélations entre les paramètres, alors que les distributions 1D sur la diagonale correspondent aux PDF marginalisées des paramètres (qui inclut la marginalisation sur le paramètre d'anisotropie de vitesse). Tiré de [Charbonnier et al. \(2011\)](#).

du fait que la masse contenue dans une centaine de parsec est bien contrainte et il est possible de montrer que $\log(\rho_s) + \gamma \log(r_s) \approx \text{constant}$. Pour le reste, le faible nombre de données dans les zones les plus internes et les plus externes des dSphs (voir fig. 2.3) implique (i) une pente externe β sans contrainte et (ii) des pentes α (transition) et γ (interne) peu contraintes.

Angle optimal d'intégration Pour une expérience de détection indirecte, il existe un compromis à trouver entre la maximisation du signal (en présence de fond) et la minimisation des incertitudes sur le paramètre J . Nous avons pu mettre en évidence l'existence d'un angle d'intégration optimal pour lequel les incertitudes sur J sont minimales. Pour obtenir ce résultat, rappelons que l'analyse MCMC donne accès à la PDF des paramètres du profil de matière noire. Le facteur J dépendant de ces paramètres *via* l'équation (2.2), il est donc possible de

reconstruire, pour n'importe quel angle d'intégration α_{int} , la PDF de $J(\alpha_{\text{int}})$. À partir de celle-ci, nous avons accès à sa médiane et à ses niveaux de confiance. C'est ce qui est représenté sur la fig. 2.6, où nous avons fixé la pente interne du profil de matière noire à trois valeurs

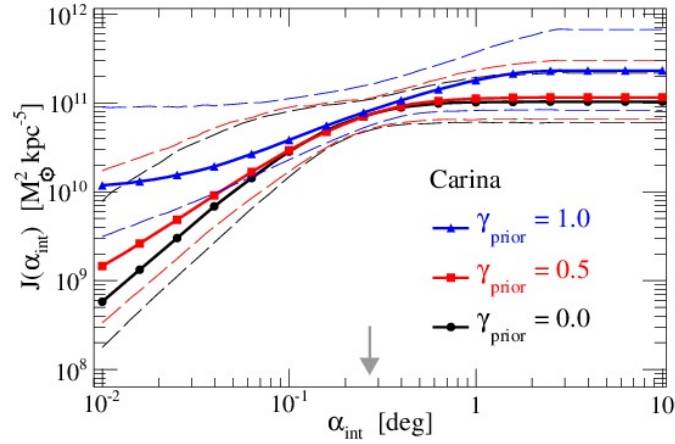


FIGURE 2.6: Valeur médiane (traits pleins avec symboles) de J et contours à 95% de niveau de confiance (tirets) pour trois analyses différentes de Carina à γ (pente interne du profil de matière noire) fixée. La flèche indique la position $\alpha_c = 2r_h/d$. Tiré de [Walker et al. \(2011\)](#).

différentes. On y voit clairement un angle privilégié où l'erreur sur J est minimale : cet angle correspond à $\alpha_{\text{int}} = \alpha_c \sim 2r_h/d$ (deux fois le rayon de demi-lumière divisé par la distance à l'objet). De plus, cette analyse nous montre que ne pas connaître précisément la pente n'a pas d'incidence forte sur le résultat (si $\gamma \in [0 - 1]$) : nous pouvons mettre des contraintes robustes sur J dans les dSphs malgré notre méconnaissance de γ .

Contraste avec le fond diffus galactique de matière noire Les incertitudes sur J sont illustrées différemment sur les deux panneaux de la fig. 2.7 qui sont calculés pour un angle α_{int} fixé (supposant $0 \leq \gamma \leq 1$). Ces figures montrent, en fonction de l'angle avec le centre

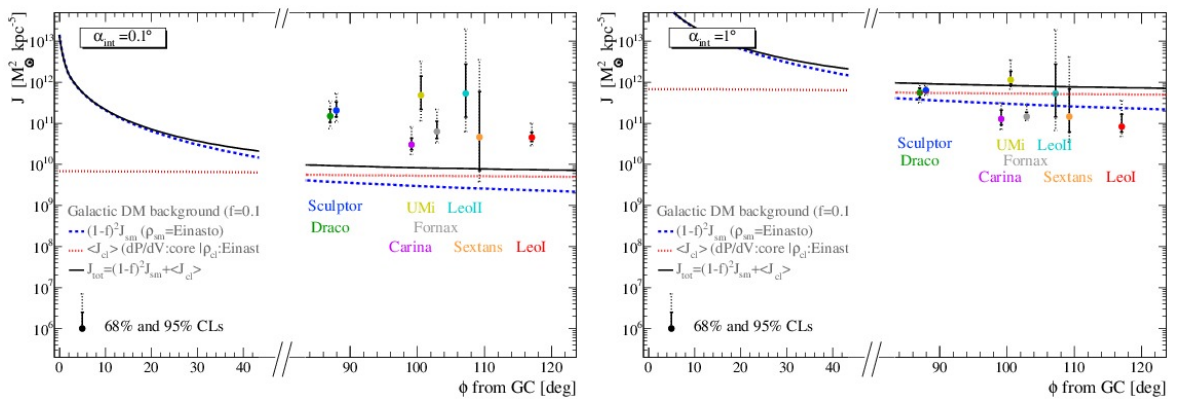


FIGURE 2.7: Facteur J en fonction de l'angle au centre de la Galaxie pour les dSphs (symboles) et le halo galactique (halo lisse en trait bleu, sous-structures en rouge, total en noir). Les angles d'intégration sont respectivement $0,1^\circ$ à gauche et 1° à droite. Tiré de [Charbonnier et al. \(2011\)](#).

galactique, le facteur J pour la valeur médiane et niveaux de confiance des dSphs (symboles

et barres d'erreurs) et pour le halo de matière noire de la Galaxie (trait continu noir). Sur le panneau de gauche, $\alpha_{\text{int}} = 0,1^\circ$ (résolution instrumentale typique des instruments actuels), on voit que le centre galactique surpasse, comme attendu, toutes les dSphs, mais aussi que le signal issu des dSphs est suffisamment fort pour ne pas être noyé par la contribution du halo de la Galaxie. Sur le panneau de droite où $\alpha_{\text{int}} \sim 1^\circ$, on s'aperçoit que le contraste devient quasiment nul⁷. Pour un instrument qui aurait une telle résolution angulaire, chercher un signal dans les dSphs n'est sans doute pas une bonne stratégie.

Limites d'exclusion Prenant en compte le spectre d'annihilation de [Bergström et al. \(1998\)](#) représenté sur la fig. 2.2 (voir p. 32) et mettant à profit l'équation (2.4), nous pouvons extraire une limite d'exclusion pour nos meilleurs candidats dSphs dans le plan $\langle\sigma v\rangle - m_\chi$. Le résultat est représenté sur la fig. 2.8 pour laquelle nous avons utilisé (i) les angles d'intégration optimaux pour UMi et Leo II et (ii) des réponses réalistes pour *Fermi-LAT* et *CTA* (c'est-à-dire avec une résolution angulaire qui dépend de l'énergie et la sensibilité estimée de ces instruments). Nous renvoyons le lecteur à [Charbonnier et al. \(2011\)](#) pour une description plus

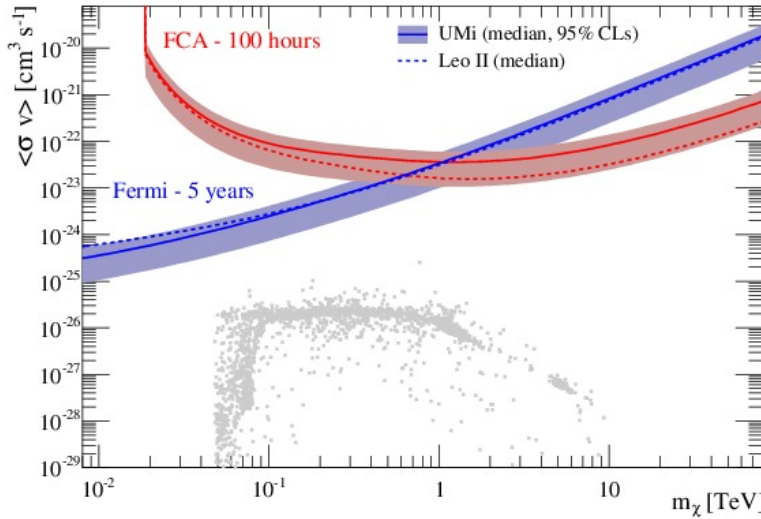


FIGURE 2.8: Limite d'exclusion dans le plan $\langle\sigma v\rangle - m_\chi$ estimée pour *CTA* (100 hr) et *Fermi-LAT* (5 ans) pour le meilleur candidat UMi (valeur médiane : trait plein ; niveau de confiance à 95% : bande colorée) et Leo II (valeur médiane : trait pointillé). Les symboles grisés correspondent à des modèles du MSSM qui sont en accord avec la densité relique WMAP-3 à 3σ . Tiré de [Charbonnier et al. \(2011\)](#).

détaillée. Il est important de noter que même avec les objets les plus prometteurs, nous confirmons qu'il est difficile d'atteindre la limite canonique donnée par $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ (limite permettant de retrouver la bonne densité relique de matière noire dans l'Univers, [Jungman et al. 1996](#))⁸. Le point fort de cette analyse est d'avoir pu fournir (avec des hypothèses minimales sur les profils de matière noire) la meilleure estimation des facteurs J et de leurs incertitudes.

7. Alors que les contributions galactiques évoluent en α_{int}^2 , celles pour les dSphs changent peu (les zones internes de la dSph contribuant le plus au signal sont déjà comprises dans un angle d'intégration de $0,1^\circ$).

8. Les nouvelles données *Planck* ([Planck collaboration et al. 2013](#)) qui donnent ΛCDM légèrement différent ou les dernières contraintes *LHC* sur les modèles SUSY ne changent en rien ces conclusions.

2.2.3 Résumé et perspectives pour les dSphs

Nous avons étudié la détectabilité des dSphs *classiques* par les observatoires γ (présents et futurs). L'originalité de notre analyse réside dans le fait que (i) nous avons pris en compte la taille angulaire des dSphs (et non pas considéré les dSphs comme des sources ponctuelles) ; (ii) nous déduisons les profils de matière noire et les facteurs J directement à partir des données photométriques et cinématiques avec des hypothèses minimales ; (iii) nous utilisons un MCMC pour obtenir les facteurs J et leurs incertitudes ; (iv) tous nos résultats sont validés par l'utilisation de données simulées. La table 2.1 récapitule les propriétés des dSphs et le facteur J obtenu (avec leurs incertitudes). Les conclusions de notre étude sont les suivantes :

TABLE 2.1: Propriété des dSphs (Mateo 1998) ordonnées par distance croissante : nom, longitude, latitude, distance, rayon de lumière $2r_h$ et angle critique $\alpha_c \approx 2r_h/d$ (voir Walker et al. 2011). Les autres colonnes donnent la valeur médiane (et niveau de confiance 68% et 95%) pour M_{300} et $\log_{10}[J(\alpha_{\text{int}})]$ pour l'analyse utilisant le *prior* $0 \leq \gamma_{\text{prior}} \leq 1$.

dSph	long. [deg]	lat. [deg]	d [kpc]	$2r_h$ [kpc]	α_c [deg]	M_{300} [$10^7 M_\odot$]	$\log_{10}[J(0,01^\circ)]$	$\log_{10}[J(0,1^\circ)]$ [$M_\odot^2 \text{kpc}^{-5}$]	$\log_{10}[J(\alpha_c)]$
Ursa Minor	105,0	+44,8	66	0,56	0,49	$1,54^{+0,18(+0,33)}_{-0,21(-0,42)}$	$10,5^{+0,8(+1,5)}_{-0,6(-1,2)}$	$11,7^{+0,5(+0,8)}_{-0,3(-0,6)}$	$12,0^{+0,3(+0,5)}_{-0,1(-0,2)}$
Sculptor	287,5	-83,2	79	0,52	0,38	$1,34^{+0,12(+0,23)}_{-0,13(-0,23)}$	$10,0^{+0,5(+0,9)}_{-0,5(-0,8)}$	$11,3^{+0,2(+0,4)}_{-0,2(-0,3)}$	$11,7^{+0,1(+0,2)}_{-0,1(-0,1)}$
Draco	86,4	+34,7	82	0,40	0,28	$1,22^{+0,15(+0,28)}_{-0,14(-0,28)}$	$9,8^{+0,5(+0,9)}_{-0,5(-0,8)}$	$11,2^{+0,2(+0,4)}_{-0,2(-0,3)}$	$11,6^{+0,1(+0,2)}_{-0,1(-0,2)}$
Sextans	243,5	+42,3	86	1,36	0,91	$0,61^{+0,38(+0,96)}_{-0,31(-0,43)}$	$9,4^{+1,7(+2,9)}_{-1,2(-1,8)}$	$10,7^{+1,1(+1,9)}_{-0,8(-1,1)}$	$11,1^{+0,7(+1,5)}_{-0,4(-0,6)}$
Carina	260,1	-22,2	101	0,48	0,27	$0,59^{+0,10(+0,60)}_{-0,07(-0,14)}$	$9,3^{+0,3(+0,8)}_{-0,4(-0,8)}$	$10,5^{+0,2(+0,4)}_{-0,1(-0,2)}$	$10,9^{+0,1(+0,1)}_{-0,1(-0,1)}$
Fornax	237,1	-65,7	138	1,34	0,56	$1,01^{+0,30(+0,60)}_{-0,17(-0,28)}$	$9,5^{+0,5(+1,1)}_{-0,5(-0,8)}$	$10,8^{+0,2(+0,5)}_{-0,2(-0,3)}$	$10,5^{+0,3(+0,7)}_{-0,2(-0,4)}$
LeoII	220,2	+67,2	205	0,30	0,08	$0,94^{+0,26(+0,50)}_{-0,18(-0,29)}$	$11,6^{+0,8(+1,7)}_{-0,8(-1,5)}$	$11,7^{+0,7(+1,6)}_{-0,6(-0,9)}$	$11,7^{+0,7(+1,6)}_{-0,6(-0,9)}$
LeoI	226,0	+49,1	250	0,50	0,11	$1,22^{+0,24(+2,52)}_{-0,21(-0,36)}$	$9,7^{+0,3(+1,0)}_{-0,2(-0,5)}$	$10,7^{+0,1(+0,3)}_{-0,1(-0,2)}$	$10,7^{+0,1(+0,3)}_{-0,1(-0,2)}$

1. les sous-structures de matière noire dans les dSphs n'amplifient pas le signal ;
2. l'approximation 'source ponctuelle' (souvent utilisée dans la littérature) peut conduire à une surestimation d'un ordre de grandeur des limites pouvant être mises par un détecteur de type CTA. Dans le cas d'un profil de matière noire de type cœur (plat au centre), elle peut aussi influencer sur la sensibilité estimée de *Fermi-LAT* ;
3. aucun profil de matière noire ne peut être exclu par les données actuelles : si l'utilisation de données simulées montre que l'analyse de Jeans n'est pas fiable pour des profils très piqués ($\gamma = 1.5$), supposer que la pente interne est comprise dans l'intervalle $0 \leq \gamma \leq 1$ suffit à donner des limites robustes et non-biaisées sur le facteur J ;
4. il existe un angle optimal $\alpha_c = 2r_h/d$ (avec r_h le rayon de demi-lumière et d la distance à l'objet) pour lequel les incertitudes sur J sont minimales ;
5. les meilleures cibles dSphs ne sont pas toujours les plus proches, comme on pourrait le croire naïvement : un bon candidat doit combiner une grande masse, être proche mais pas trop (sa taille angulaire doit être $\lesssim 1^\circ$) et aussi avoir un facteur J bien contraint. Ces critères conduisent à trois catégories : les dSphs bien contraintes et lumineuses (Ursa Minor, Sculptor et Draco), bien contraintes mais moins lumineuses (Carina, Fornax et Leo I), et celles mal contraintes (Sextans et Leo II). En particulier, nous ne pouvons pas complètement exclure Leo II comme cible intéressante puisque sa valeur médiane est

plus grande que celle de UMi. Cependant de nouvelles et meilleures données cinématiques sont nécessaires pour réduire les barres d'erreur sur J et confirmer son statut ;

6. pour une masse de candidat matière noire $\lesssim 700$ GeV, les observations *Fermi-LAT* (intégrées sur la durée de la mission) ont la meilleure sensibilité, alors qu'au-dessus de cette masse, le télescope Cherenkov *CTA* donne de meilleures limites.

Les perspectives de détection restent sombres à mon sens. En effet, la sensibilité à la matière noire dans ces objets reste à la limite, voire est plusieurs ordres de grandeur au-dessus (pour *CTA*) de ce qu'il faudrait atteindre pour exclure des modèles de nouvelle physique. Pour améliorer ces limites, il faut supposer un spectre d'annihilation plus dur ou espérer une augmentation significative de ce signal, ce qui semble moins naturel. Malgré tout, il n'est pas inintéressant de continuer à améliorer les contraintes que l'on peut mettre sur les facteurs J pour améliorer et renforcer les limites d'exclusion. Pour cela, il y a trois possibilités : soit améliorer les mesures de dispersion de vitesse (en particulier, améliorer les mesures de Leo II est nécessaire), soit essayer de combiner les contraintes de l'ensemble des objets observés, soit trouver des candidats dSphs plus proches.

Le premier point est entre les mains de la communauté astrophysique, qui est au cœur des demandes de temps télescope pour obtenir des observations plus profondes. La seconde option a été mise en œuvre par exemple dans le cadre des analyses *Fermi-LAT* : les meilleures limites sont dominées par la contribution des objets les plus brillants et les mieux contraints. Le gain obtenu en combinant les dSphs reste assez marginal (Ackermann et al. 2011). Le troisième point est sans doute le plus prometteur. A l'échelle de la dizaine d'années, nous pouvons espérer que des instruments comme *LSST* puissent découvrir de nouvelles dSphs et que certaines soient proches. Dans ce contexte, les galaxies naines sphéroïdales ultra-faibles ont reçu beaucoup d'attention ces dernières années. Certaines sont à une dizaine de kpc de nous. Le problème est qu'elles ont très peu d'étoiles et sont difficiles à détecter. Par ailleurs, la dispersion de vitesse observée est plus petite que dans les dSphs ordinaires et donc les incertitudes relatives sur cette quantité sont plus grandes. Nous nous attendons donc à avoir des systématiques et biais plus grands (que pour le cas des dSphs classiques) et donc de grandes barres d'erreur. Un travail est en cours pour étendre notre analyse à ces objets. Bien que nous ayons déjà regardé un grand nombre de biais et systématiques possibles (profil de lumière, anisotropie des vitesses, intervalles choisis pour calculer la dispersion des vitesses mesurées), nous souhaitons aller plus loin et, par exemple, utiliser des profils non-sphériques afin d'en quantifier l'effet sur la reconstruction.

2.3 Les amas de galaxies

Suite à notre étude sur les galaxies naines sphéroïdales, nous nous sommes intéressés aux amas de galaxies, qui sont les plus grandes structures gravitationnellement liées dans l'Univers. Leur grande distance est contre-balançée par une très grande masse. Ces objets sont des cibles d'intérêt et elles ont été proposées par Colafrancesco et al. (2006) dans un contexte d'émission multi-longueur d'onde ; elles ont été étudiées par de nombreux auteurs depuis. Notre motivation a reposé sur deux aspects :

- j'avais trouvé intéressante l'approche de Cuesta et al. (2011, 2012) qui proposait, à partir d'une simulation numérique contrainte par les propriétés de l'Univers local (simulations *CLUES*), des cartes du ciel complètes en γ (pour un instrument de type *Fermi-LAT*)

pour de la matière noire décroissante et pour de la matière noire annihilante. L'intérêt des simulations n'est plus à démontrer, mais je souhaitais produire de telles cartes utilisant les catalogues d'objets à notre disposition, incluant dans une version finale les objets proches (dSphs), notre Galaxie et objets extra-galactiques.

- Vers 2010, les analyses combinées de dSphs ont commencé à voir le jour (afin d'augmenter la sensibilité et améliorer les limites de non-détection). Les amas de galaxies étant beaucoup plus nombreux, il était naturel de se poser la question de l'intérêt de l'empilement pour ces objets. Ceci présentait un intérêt double puisque l'on pouvait analyser l'impact de l'empilement mais aussi en profiter pour étudier quelle stratégie d'observation était la plus prometteuse pour la recherche de matière noire avec CTA.

Pour mener à bien cette étude, nous avons collaboré avec Jim Hinton (à l'*University of Leicester*) pour la prise en compte de manière réaliste des réponses instrumentales de *Fermi-LAT* et CTA (celui-ci ayant développé ces outils pour notre étude sur les dSphs). Nous étions aussi en discussion depuis quelques temps avec Emmanuel Nezri du LAM à Marseille (impliqué dans des travaux de simulation pour la matière noire et le rayonnement cosmique) et cette étude a fourni l'occasion d'une première collaboration. Les deux derniers membres de cette collaboration sont Céline Combet (co-développeuse de CLUMPY fraîchement arrivée au LPSC et impliquée depuis les premières discussions du projet) et Étienne Pointecouteau de l'IRAP à Toulouse, expert des amas en X⁹. Grâce à ce contact et un peu de chance, nous avons eu en primeur accès au méta-catalogue d'amas de galaxies en X — le MCXC, plus gros catalogue de ces objets à ce jour (Piffaretti et al. 2011) — sur lequel Étienne travaillait.

Cette collaboration a été fructueuse puisqu'elle a donné lieu à trois publications : une sur l'intérêt de la stratégie d'empilement pour un candidat de matière noire instable (Combet et al. 2012), une sur la matière noire annihilante (Nezri et al. 2012) et une sur l'empilement comme diagnostic du type d'émission détectée (matière noire ou émission astrophysique, Maurin et al. 2012). Dans ce qui suit, nous nous concentrerons uniquement sur la matière noire annihilante.

2.3.1 Profils à partir du méta-catalogue MCXC

La distribution de matière noire au sein des amas n'est pas très bien connue. Malgré les fortes contraintes mises par les observations X (Pointecouteau et al. 2005; Vikhlinin et al. 2006; Buote et al. 2007; Ettori et al. 2010, 2011) et par les effets de lentille gravitationnelle faible (Shan et al. 2010; Pastor Mira et al. 2011), la caractérisation des parties les plus centrales des amas reste une tâche difficile. Le lentillage fort est une bonne alternative, mais les résultats de différentes études menées sont toujours en discussion (voir par exemple les différentes conclusions tirées par Limousin et al. 2007; Newman et al. 2011; Morandi et Limousin 2012).

Les précédentes études d'annihilation ont été fondées sur des profils de type NFW (Navarro, Frenk & White 1997) ou Einasto (p. ex., Merritt et al. 2006) reposant sur les observations X des 106 objets du catalogue HIFLUGCS (Reiprich et Böhringer 2002; Chen et al. 2007). Les meilleures cibles trouvées sont généralement les amas de Fornax, Coma ou Persée (Jeltema et al. 2009; Pinzke et al. 2011) pour lesquelles la non-détection de signal par *Fermi-LAT* et *HESS* a permis de mettre des contraintes sur la section efficace d'annihilation (Ackermann et al. 2010c; Yuan et al. 2010; Ando et Nagai 2012; Abramowski et al. 2012; Han et al. 2012).

9. J'avais croisé Étienne au détour d'une imprimante à Saclay il y a dix ans, un soir où nous étions tous deux en train de boucler nos dossiers pour tenter d'être recrutés au CNRS et ne l'avais pas revu depuis. Cette information est sans intérêt, mais bon, cette HDR aussi.

Notons que des approches fondées sur des simulations numériques ont aussi été utilisées pour estimer les profils de matière noire (Cuesta et al. 2011; Gao et al. 2012a).

Dans notre étude, nous avons utilisé le méta-catalogue *MCXC* (Piffaretti et al. 2011) qui contient 1743 amas de galaxies détectés en X et assemblés à partir de catalogues publics (principalement du catalogue *ROSAT*). Le fait que ce catalogue contienne ~ 17 fois plus d'objets que *HIFLUGCS* rend possible une étude statistique. Pour calculer le flux γ attendu dans chaque objet, nous procédons de la façon suivante :

1. Nous supposons un profil universel de type NFW (Navarro, Frenk & White 1997)

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)\left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}. \quad (2.12)$$

où r_s (rayon d'échelle) et ρ_s (normalisation) sont à déterminer pour chaque amas¹⁰.

2. La plupart des contraintes observationnelles et des prévisions sont exprimées en terme de $\Delta = 500$ ou $\Delta = 200$. Par exemple, M_Δ est définie comme la masse dans un rayon R_Δ pour lequel la densité moyenne atteint Δ fois la densité critique de l'Univers (à un redshift donné). Le *MCXC* fournit pour chaque halo les quantités homogénéisées pour $\Delta = 500$, par exemple la luminosité L_{500} , la masse totale M_{500} , le rayon R_{500} (à partir d'observations dans la bande [0,1–2,4] keV).
3. Pour passer de M_{500} du *MCXC* à r_s et ρ_s pour un profil NFW, il faut une relation dite de masse-concentration, c'est-à-dire une relation permettant de passer de M_Δ à $c_\Delta \equiv R_\Delta/r_{-2}$ (où r_{-2} est la position pour laquelle la pente du profil est -2 ; pour NFW $r_{-2} = r_s$). Cette relation est contrainte observationnellement à l'échelle des amas (Pointecouteau et al. 2005; Buote et al. 2007; Ettori et al. 2010). Les simulations numériques montrent par ailleurs que la concentration dépend de l'époque de formation de l'amas (Bullock et al. 2001; Dolag et al. 2004; Duffy et al. 2008; Klypin et al. 2011). Pour notre étude, nous avons pris la relation donnée par Duffy et al. (2008).

Au final, pour chaque amas, nous avons $r_s = R_{500}/c_{500}$ et ρ_s à partir de la mesure de la masse¹¹.

2.3.2 Intérêt d'une stratégie d'empilement ?

Je résume dans cette section les principaux résultats que nous avons obtenus sur l'étude des amas de galaxies. La figure 2.9 montre le signal typique attendu (symboles '+') en fonction de l'angle de l'amas par rapport au centre de la Galaxie, ainsi que la contribution du halo de matière noire de la Galaxie (trait continu noir). Comme on le voit, la plupart des objets du *MCXC* sont faiblement lumineux. Une stratégie d'empilement est intéressante si et seulement si la pente de la distribution $\log N - \log J$ est plus faible que -1 . Dans ce cas, la luminosité totale (ensemble des objets) dans une décade en J donnée est constante (pente de -1), ou augmente (pente < -1) quand J diminue, assurant que la luminosité totale (tous les objets au-delà de J) augmente quand J diminue.

10. Notons qu'un profil devenant asymptotiquement plat vers le centre tend à être favorisé par les simulations haute résolution récentes (Navarro et al. 2004; Merritt et al. 2006; Springel et al. 2008; Martizzi et al. 2012) et aussi par les observations de galaxies (Chemin et al. 2011). Ces profils de type Einasto donnent en pratique légèrement plus de flux pour une masse d'objet donnée, de telle sorte que notre calcul est conservatif.

11. Pour le halo galactique (qui produit un signal d'avant-plan) nous choisirons un profil de type Einasto (Springel et al. 2008) avec une densité de matière noire locale $\rho_\odot = 0,3 \text{ GeV cm}^{-3}$.

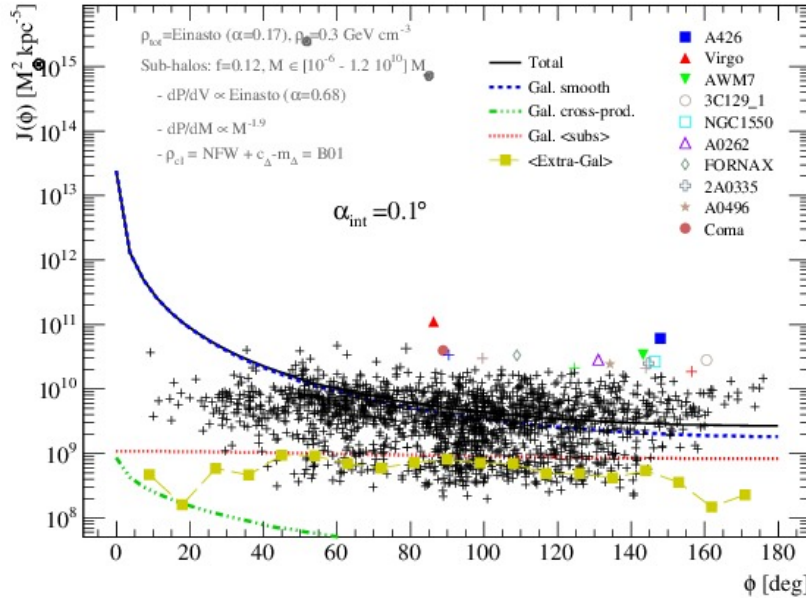


FIGURE 2.9: Facteur J pour les amas de galaxies du *MCXC* (symboles '+') en fonction de leur angle vis-à-vis du centre galactique, comparé au fond galactique (composante lisse de matière noire en tirets bleus, sous-structures en pointillés rouges, voir app. A.3) pour $\alpha_{\text{int}} = 0.1^\circ$. Les 10 amas les plus brillants sont identifiés par des symboles colorés. Les carrés jaunes correspondent à une limite inférieure sur le signal extra-galactique calculée à partir des amas du *MCXC* (voir §2.1). Tiré de [Nezri et al. \(2012\)](#).

Stratégie d'empilement : propriété du $\log N - \log J$ La distribution des $\log N - \log J$ est représentée sur la fig. 2.10. Notons d'abord que le pic de la distribution vient du fait que le *MCXC* n'est ni complet ni uniforme à grand redshift (il manque donc des objets à faible luminosité). Les deux courbes mettent l'accent sur l'importance des sous-structures : la pente vaut -1 sans leur contribution et -2 si elle est prise en compte (cette pente dépend aussi de l'angle d'intégration, voir [Nezri et al. 2012](#)). La présence de sous-structures rend envisageable une stratégie d'empilement. En effet, quand on descend d'une décade en luminosité, il y a cent fois plus d'objets, donc dix fois plus de signal. Notons aussi (non montré), que si l'on s'intéresse à l'angle d'intégration pour lequel 80% du signal est inclus, la distribution de ces angles (pour

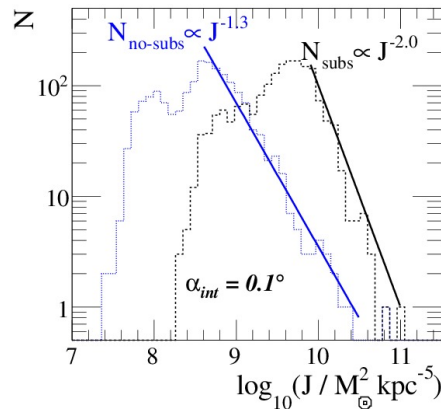


FIGURE 2.10: Distribution $\log_{10} N - \log_{10} J(\alpha_{\text{int}})$ pour l'ensemble des objets du *MCXC* en prenant en compte (ou pas) l'effet des sous-structures avec $\alpha_{\text{int}} = 0.1^\circ$. Tiré de [Nezri et al. \(2012\)](#).

le MCXC) passe de $\sim 0,03^\circ$ sans sous-structures à $\sim 0,15^\circ$ avec les sous-structures. Ceci est aussi plus favorable pour maximiser le rapport signal sur bruit des observatoires actuels dont la résolution angulaire est au mieux de $\sim 0,1^\circ$.

Facteur d'amplification (sous-structures) et impact sur la stratégie d'empilement

En accord avec l'analyse fondée sur des simulations numériques N-corps de [Gao et al. \(2012a\)](#), nous constatons que l'amplification du signal (due aux sous-structures) pour les amas de galaxies est plus grande que celle pour les objets moins massifs, tels les dSphs. Ces dernières ont un facteur $\lesssim 2$, alors que nous obtenons (voir plus bas) $\sim 10 - 20$ pour les amas de galaxies¹². La description de ces sous-structures est entachée de nombreuses incertitudes : (i) la masse des plus petits proto-halos dépend des détails du candidat matière noire ([Green et al. 2005](#); [Profumo et al. 2006](#); [Bringmann 2009](#); [Gondolo et al. 2012](#)) ; (ii) la distribution spatiale des sous-structures est sans doute moins concentrée que la distribution lisse ([Springel et al. 2008](#); [Gao et al. 2012b](#)) ; (iii) la pente de la distribution en masse α_M est mal connue ; (iv) la relation masse-concentration doit être extrapolée pour les petites masses¹³. Nous avons testé les configurations suivantes pour les sous-structures (fondé sur les résultats de la simulation Phoenix, [Gao et al. 2012b](#)), dénotées comme suit sur la fig. 2.11 :

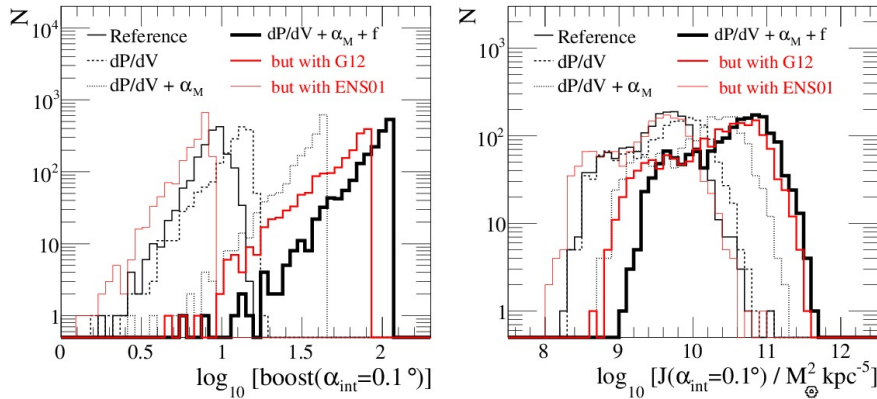


FIGURE 2.11: À gauche : distribution des facteurs d'amplification pour différentes configurations de sous-structures pour l'ensemble des objets du MCXC. À droite : idem, mais pour la distribution $\log_{10} N - \log_{10} J(\alpha_{\text{int}})$. Tiré de [Nezri et al. \(2012\)](#).

1. Reference : distribution spatiale des sous-structures dP/dV suivant le halo lisse ;
2. dP/dV : distrib. spatiale des grumeaux de la simu. Phoenix (ne suit pas le halo lisse) ;
3. $dP/dV + \alpha_M$: idem (1) mais pente α_M de dP/dM égale 1,98 (au lieu de 1,9) ;
4. $dP/dV + \alpha_M + f$: idem (2) mais fraction de sous-structures $f = 0,3$ (au lieu de 0,1).
5. $dP/dV + \alpha_M + f$ et ENS01 ou G12 : idem (3) plus relation masse-concentration ($c_\Delta - M_\Delta$) tirée de [Eke et al. \(2001\)](#) ou [Giocoli et al. \(2012\)](#) au lieu de [Bullock et al. \(2001\)](#).

12. Une des raisons de cette différence est que les dSphs sont moins massives que les amas, alors que la masse minimale des sous-structures reste la même, quel que soit l'objet. Comme chaque décade de masse contribue à peu près également au signal, un intervalle de masse plus faible implique une contribution globale plus faible.

13. Les simulations numériques ont une résolution en masse limitée, qui est, pour les amas de galaxies, de $\sim 10^{10} M_\odot$ ([Wechsler et al. 2002, 2006](#); [Zhao et al. 2003, 2009](#); [Neto et al. 2007](#); [Gao et al. 2011, 2008](#); [Macciò et al. 2008](#); [Giocoli et al. 2010](#); [Muñoz-Cuartas et al. 2011](#); [Klypin et al. 2011](#)).

Sans rentrer dans les détails, nous voyons que les paramètres majeurs, par ordre d'importance sont la pente de la distribution en masse α_M , la masse minimale des sous-structures, et la concentration. Ces paramètres peuvent faire varier l'accroissement du signal par plus d'un facteur dix par rapport à notre choix de référence (fig. 2.11, à gauche). Par ailleurs, on s'aperçoit que les modifications apportées tendent à rendre la pente plus raide (fig. 2.11, à droite) et donc à rendre plus favorable la stratégie d'empilement. Pour la suite, notre modèle de référence conduit à des conclusions conservatives vis-à-vis de l'intensité du signal et de l'intérêt de l'empilement.

Bénéfice réel de la stratégie d'empilement En pratique, les instruments sont généralement limités par les fonds (fonds instrumentaux ou fonds astrophysiques comme les sources et le diffus). Pour apprécier l'intérêt d'une stratégie d'empilement, il ne suffit donc pas de regarder le signal cumulé. Il faut plutôt évaluer l'évolution du rapport signal sur bruit avec l'empilement. En supposant que le fond est constant sur la taille de l'amas, le bruit devient donc proportionnel à l'angle d'intégration au carré et le rapport S/N est proportionnel à $J/\sqrt{\alpha^2}$. Pour N objets, la somme de ces rapports est montrée sur la fig. 2.12 (pour plusieurs angles d'intégration α_{int}). Le pic dans ces courbes indique le nombre optimal de sources à empiler

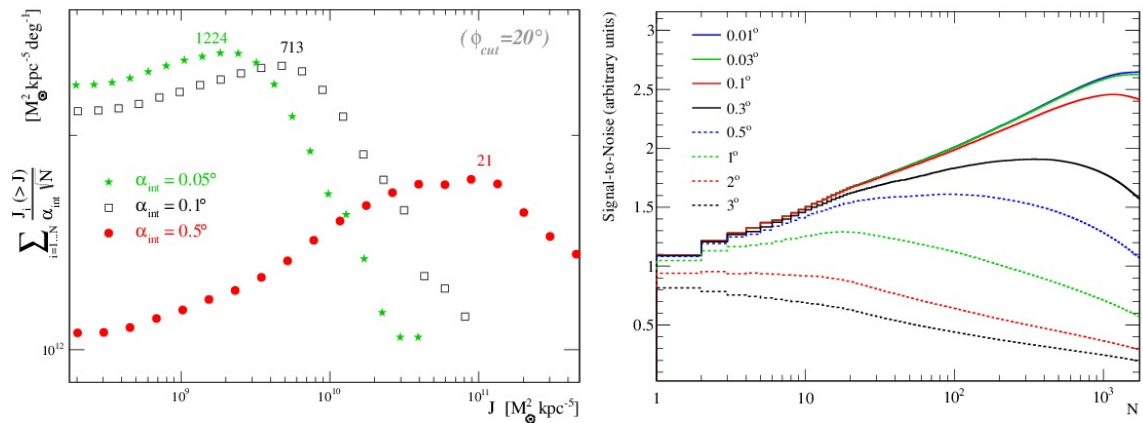


FIGURE 2.12: À gauche : $\sum_i J_i(>J)/\alpha_{\text{int}} \sqrt{N}$ (proportionnelle à la cumulative du rapport S/N) pour différents angles d'intégration (instrument avec une PSF parfaite). À droite : facteur d'amélioration de la stratégie d'empilement (calculé pour $\alpha_{80\%}$ pour chaque objet) et nombre optimal de sources pour différents PSF. Tiré de [Nezri et al. \(2012\)](#).

dans ce régime (limité par le fond) correspondant à 1224, 713 et 21 sources pour α_{int} de 0.05° , 0.1° et 0.5° respectivement (figure de gauche). Ces nombres peuvent être optimisés en prenant un angle d'intégration variable par source qui optimise le rapport S/N par source (par exemple en utilisant $\alpha_{80\%}$, l'angle qui contient 80% de la luminosité de la source). Malheureusement, ces conclusions ne sont valables que pour un instrument avec une réponse angulaire parfaite. Comme le montre la figure de droite, abandonner cette hypothèse devient très vite un facteur limitant pour des PSF (*Point Spread Function*) approchant le degré. Par ailleurs, le facteur d'accroissement, comme on le voit dans les deux figures, reste assez faible (~ 2) dans ce régime (à comparer avec un facteur 10 – 100 naïvement attendu dans le régime où le bruit de fond n'était pas considéré).

Limites de détection Comme pour la section précédente (voir fig. 2.2, p. 32), nous utilisons le spectre d’annihilation de [Bergström et al. \(1998\)](#) pour extraire une limite d’exclusion, puisqu’aucun signal n’est observé. La figure 2.13 montre la sensibilité de *Fermi-LAT* (cinq ans) et *CTA* (mille heures) pour l’empilement optimal du nombre de sources représenté sur la fig. 2.12 de droite pour une PSF de $0,1^\circ$ (1200 sources), $0,5^\circ$ (90 sources) and 1° (17 sources). La source la plus brillante est Virgo, montrée séparément ¹⁴.

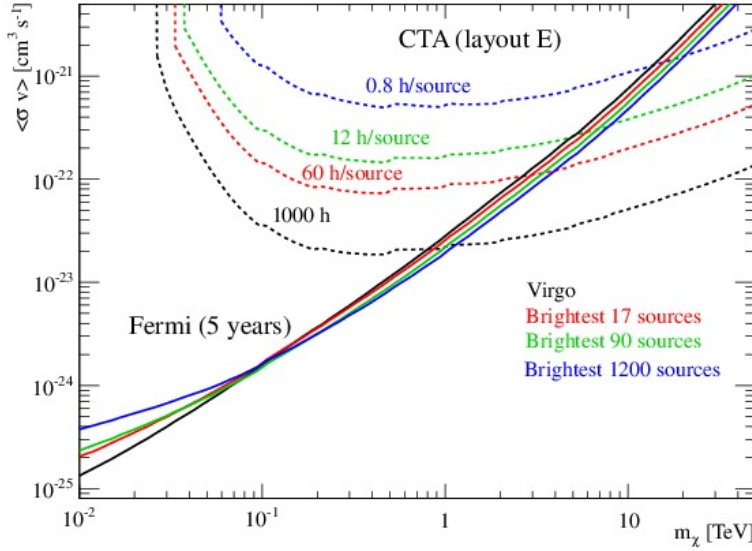


FIGURE 2.13: Limite d’exclusion à 5σ pour *Fermi-LAT* (cinq ans d’observation) et *CTA* (mille heures divisées entre le nombre de sources utilisées pour l’empilement). Le résultat pour la source la plus brillante du catalogue (Virgo) est comparé au résultat pour l’empilement optimum obtenu pour une PSF de $0,1^\circ$ (1200 amas), de $0,5^\circ$ (90 amas) et de 1° (17 amas) correspondant à la PSF de *Fermi-LAT* à 100 MeV. Tiré de [Nezri et al. \(2012\)](#).

Pour des masses de candidat matière noire au-dessous de ~ 100 GeV, la majorité des photons émis (voir fig. 2.2) se situe dans une gamme d’énergie où la PSF de *Fermi-LAT* est pire qu’un degré. Comme on l’a vu plus haut, l’empilement va principalement ajouter du fond : cette stratégie est rédhibitoire à ces énergies et mieux vaut ne considérer que l’objet le plus brillant. Au-dessus de ~ 100 GeV, la situation s’améliore et l’analyse devient limitée par le signal, la stratégie d’empilement permettant un gain d’un facteur deux au mieux jusqu’à ~ 1 TeV pour *Fermi-LAT* (ceci correspond alors à des photons de 10 GeV pour laquelle la PSF est de l’ordre de $0,25^\circ$). Dans tous les cas, pour ce calcul complet où la PSF dépend de l’énergie, nous trouvons qu’il ne sert à rien d’empiler plus de 17 sources pour *Fermi-LAT*.

Dans le cas de *CTA*, nous supposons que mille heures seront dédiées à des observations de type matière noire. Ceci réduit à ~ 60 heures par source le temps d’observation si l’on veut empiler le signal de 17 objets, ~ 12 heures par source pour 90 objets et $\sim 0,8$ heure par source pour 1200 objets. Vu que le temps total est fixé, toute observation de plusieurs

¹⁴. Il faut souligner le fait que *Fermi-LAT* est un instrument qui balaye tout le ciel, et donc chaque source reçoit la même exposition indépendamment de sa position. Ce n’est pas le cas pour *CTA* qui aura un faible cycle utile (nuits sans lune, sans nuages, sans pluie) et qui pointe les objets. Il est alors fondamental de caractériser si la meilleure stratégie est de pointer le plus longtemps possible l’objet le plus brillant ou de partager ce temps entre différentes sources.

sources se fait aux dépends de la source la plus brillante. Dans ce cas, c'est la source la plus lumineuse qui doit toujours être choisie (voir fig. 2.13). L'intérêt de l'empilement (et du partage du temps) pourrait quand même présenter un intérêt pour deux raisons : (i) les effets systématiques qui vont limiter la précision d'un temps d'exposition long n'ont pas été pris en compte ; (ii) observer plusieurs objets permet de moyennner les incertitudes sur la modélisation des halos de matière noire.

2.3.3 Résumé et perspectives pour les amas de galaxies

Nous avons étudié la détectabilité des amas de galaxies par les observatoires γ présents et futurs. L'originalité de notre analyse réside dans le fait que nous avons (i) considéré le catalogue X le plus complet et précis à ce jour (*MCXC*) pour obtenir les profils de matière noire ; (ii) étudié l'impact de la méconnaissance des sous-structures sur le facteur d'amplification du signal ; (iii) considéré pour la première fois le bénéfice d'une stratégie d'empilement, qui plus est dans le cas de réponses instrumentales réalistes. La table 2.2 récapitule les propriétés des amas de galaxies les plus lumineux, le facteur J obtenu et le contraste par rapport au fond de matière noire de la Galaxie. Les conclusions obtenues sont les suivantes :

TABLE 2.2: Les vingt amas de galaxies les plus lumineux du *MCXC* et leur contraste avec le fond galactique (calculé pour l'angle ϕ de l'amas par rapport au centre de la Galaxie, voir fig. 2.9).

Nom	Numéro MCXC	l [deg]	b [deg]	ϕ [deg]	d [Mpc]	$\log_{10} \left(\frac{M_{\text{tot}}}{1 M_{\odot}} \right)$ —	$\alpha_{80\%}$ [deg]	$\log_{10} \left[J(\alpha_{\text{int}})/(M_{\odot}^2 \text{ kpc}^{-5}) \right]$			$\frac{J(\alpha_{\text{int}})}{J_{\text{Gal}}(\alpha_{\text{int}})} [\text{rang}]^{\ddagger}$	
								(0,1°)	(0,5°)	($\alpha_{80\%}$)	(0,1°)	(0,5°)
Virgo	884	283,8	74,4	86,3	15,4	14,3	3,3	11,1	11,8	12,6	20,7 [2]	4,9 [1]
A426	258	150,6	-13,3	148,0	75	15,1	1,2	10,8	11,5	11,8	21,2 [1]	4,5 [2]
A3526*	915	302,4	21,6	60,1	48,1	14,5	1,2	10,7	11,4	11,7	4,7 [30]	0,9 [17]
NGC 4636	906	297,7	65,5	78,9	13,2	13,3	1,7	10,6	11,4	11,8	6,8 [13]	1,4 [9]
A3627*[◊]	1231	325,3	-7,1	35,4	66	14,6	0,9	10,6	11,3	11,5	1,4 [-]	0,3 [-]
Coma	943	57,2	88,0	88,9	96,2	14,9	0,8	10,6	11,3	11,5	7,7 [10]	1,6 [8]
NGC5813*	1147	359,2	49,8	49,8	21,3	13,6	1,4	10,6	11,3	11,6	2,7 [-]	0,6 [39]
Ophiuchus*[◊]	1304	0,6	9,3	9,3	116,	15,0	0,7	10,6	11,2	11,4	0,1 [-]	0,02 [-]
NGC5044*	978	311,2	46,1	62,8	36,9	14,0	1,0	10,5	11,2	11,5	3,6 [-]	0,7 [-]
AWM7	224	146,3	-15,6	143,3	72,1	14,5	0,8	10,5	11,2	11,3	11,5 [3]	2,3 [3]
A1060	689	269,6	26,5	90,4	53,1	14,2	0,9	10,5	11,2	11,4	6,7 [14]	1,3 [11]
Fornax	285	236,7	-53,6	109,0	21,7	13,5	1,2	10,5	11,2	11,5	8,6 [7]	1,6 [7]
A1367	792	235,1	73,0	99,6	89,3	14,6	0,7	10,5	11,1	11,2	6,9 [12]	1,3 [12]
J1324.7-5736*[◊]	990	307,4	5,0	52,8	79,5	14,5	0,7	10,5	11,1	11,3	2,3 [-]	0,4 [-]
A0262	158	136,6	-25,1	131,1	68,4	14,3	0,7	10,5	11,1	11,3	9,0 [6]	1,7 [6]
3C129°	350	160,5	0,3	160,5	91,7	14,5	0,7	10,4	11,1	11,2	10,2 [4]	1,8 [4]
A2199*	1249	62,9	43,7	70,8	12,4	14,7	0,6	10,4	11,0	11,1	3,5 [-]	0,6 [38]
NGC1550	324	191,0	-31,8	146,5	55,2	14,1	0,8	10,4	11,1	11,2	9,2 [5]	1,7 [5]
A3571*	1048	316,3	28,6	50,6	159,7	14,9	0,5	10,4	11,0	11,0	1,9 [-]	0,3 [-]
2A0335	286	176,3	-35,5	144,8	142,5	14,8	0,5	10,4	11,0	11,0	8,6 [8]	1,4 [10]

[‡] Si le rang est plus grand que cinquante, nous écrivons [-].

* Les amas de galaxies faiblement contrastés (par rapport à la Galaxie) sont à éviter.

◊ Les amas de galaxies près du centre galactique sont à éviter.

1. La présence des sous-structures donne un accroissement moyen d'un facteur dix pour les amas de galaxies (mais ce facteur peut varier de l'unité à cent selon les modèles de sous-structures utilisés).
2. L'histogramme $\log N - \log J$ a une pente de -2 indiquant qu'une stratégie d'empilement est prometteuse : cette pente dépend de l'impact des sous-structures (plus l'accroissement du signal est fort, plus une stratégie d'empilement est prometteuse).

3. L'angle typique d'intégration pour lequel on obtient 80% du signal correspond à $\sim 0,15^\circ$, indiquant que des instruments avec cette résolution sont optimaux pour la recherche de matière noire dans les amas.
4. La prise en compte du bruit de fond montre que, malheureusement, le bénéfice de l'empilement est plus faible qu'escompté. Par ailleurs, la PSF dégrade ce bénéfice : un gain d'un facteur deux au maximum est attendu pour *Fermi-LAT* à haute énergie et pas de gain à basse énergie (PSF $\sim 1^\circ$) ; aucun gain n'est attendu pour *CTA*, car la meilleure stratégie est de tout miser sur l'objet le plus brillant.

Les meilleures cibles trouvées (Virgo, Coma, Fornax, NGC 5813 et Ophiuchus) avaient déjà été mentionnées dans diverses études (Colafrancesco et al. 2006; Jeltema et al. 2009; Sánchez-Conde et al. 2011; Pinzke et al. 2011; Gao et al. 2012a; Han et al. 2012), auxquelles avaient été ajoutées 3C129 et AWM7 identifiées à partir du catalogue *HIFLUGCS* (Jeltema et al. 2009; Pinzke et al. 2011; Huang et al. 2012). L'utilisation d'un catalogue plus complet a permis de trouver d'autres amas intéressants, comme par exemple J0123.6+3315 et J1324.7-5736 (voir la table 2.2). Par ailleurs, comme pour les dSphs, il est important aussi de considérer le contraste avec le fond matière noire galactique qui limite encore plus ici les bénéfices de l'empilement pour des cibles peu contrastées (les cibles Ophiuchus, A 2199, A 3627 (Norma) et CIZA J1324.7-5736 considérées dans la littérature sont dans ce cas). Au final, les limites que l'on peut espérer atteindre sur $\langle\sigma v\rangle$ sont un ou deux ordres de grandeur moins bonnes que celles obtenues par les dSphs, sauf à considérer des facteur d'accroissement du signal irréalistes.

Le principal problème — que nous n'avons pas encore mentionné — avec les amas galaxies est la présence attendue de fonds astrophysiques. Sont considérés généralement l'émission de noyaux actifs de galaxies (hôtes de trous noirs super massifs) souvent présents au centre de l'amas (p. ex., McNamara et Nulsen 2007) ou la présence de particules accélérées dans le milieu intra amas (p. ex., Markevitch et Vikhlinin 2007; Enßlin et al. 2011; Pinzke et al. 2011). Pour l'instant, aucun signal n'a été observé par les instruments Cherenkov au sol, ce qui a permis de mettre des contraintes sur une annihilation de matière noire ou sur les modèles astrophysiques (voir, p. ex., Jeltema et Profumo 2011 : Perseus et Abell 2029 avec *Whipple* (Perkins et al. 2006) ; Abell 3667 et 4038 avec *Kangaroo* (Kiuchi et al. 2009) ; Coma, Abell 496 et 85 avec *HESS* (Aharonian et al. 2009a,b). Grâce au satellite *Fermi-LAT* et son observation de tout le ciel, 33 amas (resp. 49) ont été analysés dans Ackermann et al. 2010a (resp. Ando et Nagai 2012). Récemment, une détection a été rapportée par la collaboration *MAGIC* dans l'amas de Persée, confirmée par *Fermi-LAT* (Abdo et al. 2009a) et compatible avec une émission de la galaxie elliptique géante NGC 1275 située au centre de cet amas (Aleksić et al. 2010, 2012).

Étant donnée la situation actuelle, il est raisonnable d'espérer de nombreuses détections dans le futur pour les amas de galaxies. Il est donc nécessaire de continuer à raffiner les modèles. Du point de vue des catalogues, il devrait être possible d'utiliser des catalogues optiques plus complets, pour aller plus loin vers les basses luminosités. Malheureusement, ces catalogues ne donnent que peu d'information quant aux profils de matière noire, et il faudra certainement attendre les résultats de la mission X *eROSITA* pour aller plus loin (Predehl et al. 2011). Du point de vue de la modélisation, nous avons vu que le facteur d'accroissement était un paramètre crucial et il faudra continuer à améliorer la description des sous-structures. La stratégie d'empilement telle que nous l'avons proposée ne semble malheureusement pas très prometteuse. Il serait intéressant toutefois de voir ce qu'obtient la collaboration *Fermi-*

LAT fondée sur des données réelles utilisant les dernières améliorations de l'analyse et de la description des fonds (une telle analyse est semble-t-il en cours). Et bien sûr, comme les flux qui seront mesurés viendront très certainement d'émissions astrophysiques, il sera important de bien modéliser ces dernières. Ceci fournit un lien naturel avec la première partie de ce document, à savoir le transport du rayonnement cosmique, qui joue un rôle important dans les galaxies et amas de galaxies.

2.4 Résumé et perspectives

Signaux et fonds astrophysiques Les fonds astrophysiques sont le problème majeur des recherches indirectes de matière noire. Il est possible de contourner ce problème par des études multi-longueur d'onde (Regis et Ullio 2008) et/ou multi-messagers (Pato et al. 2009). Pour les cibles présentant un fond astrophysique, un diagnostic utile vient du comportement spectral qui, pour les signaux de type matière noire doivent présenter une coupure nette à la masse du candidat (Bringmann et al. 2011), alors que les processus astrophysiques produisent généralement des lois de puissance décroissantes avec une pente $\sim 2 - 3$. Nous avons aussi proposé et étudié l'empilement comme moyen de distinguer des signaux d'origine astrophysique et matière noire (Maurin et al. 2012), mais avec des perspectives peu concluantes.

La problématique des fonds est bien illustrée par la recherche de matière noire vers le centre galactique : après sa détection par *HESS* (Aharonian et al. 2004), la collaboration a opté pour une autre stratégie, observant une région légèrement excentrée par rapport au centre galactique pour éviter tout fond (Abramowski et al. 2011b). Comme on le voit sur la fig. 2.14, le facteur J dans une région de 10° autour du centre galactique est aussi grand que pour les dSphs, mais couvre spatialement une surface sur le ciel bien plus grande. Il n'est alors pas étonnant que la non-observation de signal dans ces régions soit parmi les meilleures limites actuelles

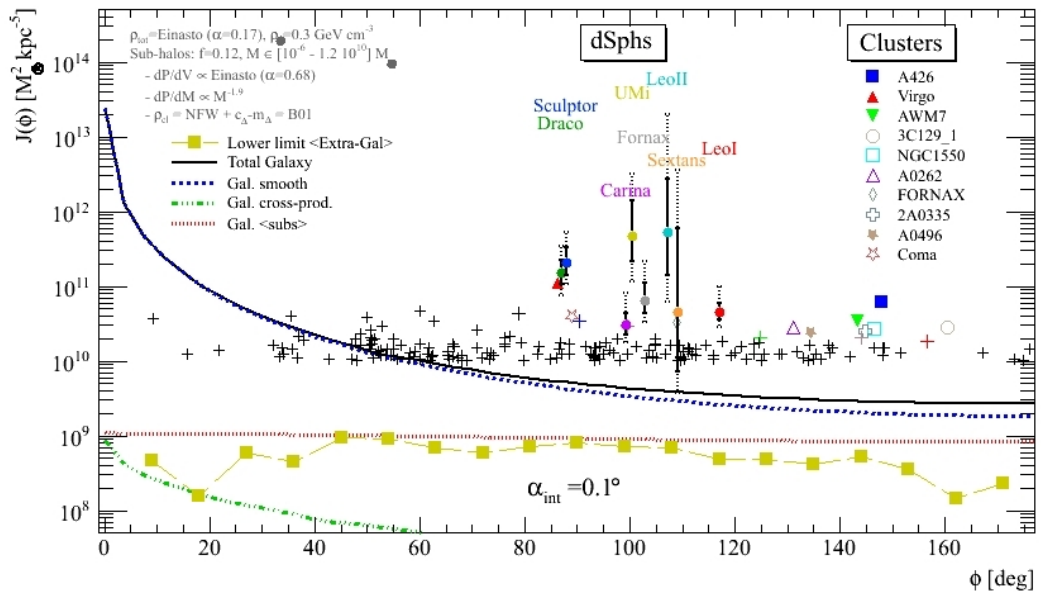


FIGURE 2.14: Comparaison du facteur J attendu pour les dSph classiques (symboles avec barres d'erreurs), les amas de galaxies les plus brillants ('+'), la contribution galactique (halo lisse et sous-structures), et la contribution extra-galactique (limite inférieure donnée par les carrés jaunes).

avec $\langle\sigma v\rangle > 3 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ pour $m_\chi = 1 \text{ TeV}$ (Abramowski et al. 2011b), à comparer au $10^{-23} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ que nous obtenons sur les dSphs.

Si nous revenons aux deux types de cibles étudiées dans ce manuscrit, au regard de la valeur du facteur J (voir la fig. 2.14), de la maîtrise de son incertitude, et de l’absence de fonds astrophysiques dans les dSphs, nous pouvons conclure que les dSphs sont de meilleures cibles que les amas de galaxies.

Le contraste Nous avons insisté dans nos études sur l’importance (à mon sens souvent négligée) d’avoir un bon contraste entre le signal venant des objets et la contribution matière noire galactique, puisque le signal intègre tout ce qu’il y a sur la ligne de visée. Pour la même raison, la contribution extra-galactique diffuse constitue un autre fond irréductible pour le contraste. Jusqu’alors, cette contribution avait seulement été évaluée à partir des simulations N-corps (voir, p. ex., la fig. 4 de Pieri et al. 2011). En utilisant le catalogue MCXC, en moyennant le signal de chaque amas dans chaque intervalle ϕ et en corrigeant de l’élément d’angle solide, nous avons pu obtenir pour la première fois une estimation tirée des données de ce fond $J_{\text{extra-gal}} \gtrsim J_{\text{Gal}}/5$ (carrés jaunes sur la fig. 2.14). Indépendamment de la pertinence des amas de galaxies comme cibles pour la matière noire, nous voyons donc qu’il est important d’étendre l’échantillon d’amas de galaxies pour estimer au mieux cette contribution. En principe, il est possible d’augmenter le contraste en diminuant l’angle d’intégration¹⁵, mais la PSF des instruments actuels est au mieux de $\sim 0,1^\circ$, voire 1° à basse énergie, ce qui est insuffisant.

Améliorations possibles Le développement du code CLUMPY et les études menées avec divers collaborateurs m’ont permis d’acquérir une expertise dans le domaine. Pour la suite, à l’horizon de trois ans, voici les études que je souhaiterais mener :

- comme nous l’avons déjà mentionné, une prochaine étape est de généraliser l’étude des dSphs aux objets les plus faibles (potentiellement plus proches et avec un facteur J plus grand). Ce travail est en cours.
- Il faudra prendre en compte dans CLUMPY la dispersion existante sur le paramètre de concentration (qui peut avoir un impact sur les facteurs d’accroissement du signal dans les structures). Ceci permettra alors d’améliorer les deux points suivants.
- Pour les amas, nous pouvons accroître le nombre d’objets utilisés grâce aux catalogues optiques afin de mieux estimer le fond extra-galactique et le contraste.
- La recherche en aveugle de sous-structures de matière noire est une question qui peut être ré-analysée en s’appuyant sur le code CLUMPY. Une étude récente de *Fermi-LAT* a montré que les contraintes que l’on pouvait obtenir dans ce cadre étaient du même ordre de grandeur que celles mises sur les amas de galaxies (Ackermann et al. 2012b).

La réalisation de tous ces points permettrait de fournir une image cohérente de l’ensemble des signaux de matière noire dans l’Univers local. En particulier, alors que les facteurs d’accroissement dans les différents types d’objets font toujours l’objet de discussions, une modélisation unique permettrait de conclure de manière définitive quant aux meilleures cibles.

15. Pour les contributions ayant une faible dépendance en l’angle de visée — fond galactique (loin du centre) et fond extra-galactique —, le signal évolue en α_{int}^2 . Pour sa part, le signal d’un amas viens majoritairement de ses parties les plus centrales : diminuer l’angle d’intégration α_{int} augmente donc le contraste, tant que cet angle reste typiquement grand que la taille du cœur du signal de l’amas ($\lesssim 0,05^\circ$).

Conclusions

Contenu et contexte des travaux J'ai présenté dans ce document les études menées sur le rayonnement cosmique galactique (première partie) et la détection de matière noire indirecte (seconde partie).

1. Dans le cas du RCG, je me suis intéressé à la composante nucléaire. En se concentrant sur la phénoménologie du transport, nous avons pu mieux maîtriser les fonds astrophysiques et mieux caractériser les incertitudes sur une contribution exotique.
2. Dans le cas des photons γ de haute énergie, je me suis intéressé principalement à une composante de matière noire (décroissance ou annihilation). L'objectif a été d'identifier les meilleures cibles parmi les galaxies naines sphéroïdales et amas de galaxies et, pour ces dernières, de tester une stratégie d'empilement.

Ces études ont été réalisées de la cadre de (petites ou larges) collaborations, avec des théoriciens, astrophysiciens et expérimentateurs, dans un cadre national et/ou international. Dans un certain nombre de cas, ces travaux ont inclus des étudiants de thèse dont j'avais la co-direction (officielle ou non-officielle, voir ann. B.3). Dans d'autres cas, des collaborations se sont créées suite à des ateliers de travail organisés avec le soutien financier de programmes régionaux, nationaux, ou internationaux (voir ann. B.4). Au cours de ces travaux, plusieurs outils ont été développés pour répondre aux questions que nous nous posions et, dans la mesure du possible, ceux-ci ont été rendus publics pour la communauté (voir ann. A).

Perspectives astrophysiques De nombreuses questions astrophysiques restent à résoudre. Les observations de *AMS-02*, *Fermi-LAT* et *CTA* (à venir) doivent/devront être prises en compte dans un cadre cohérent (comme le fait le code *GALPROP* aujourd'hui et comme devrait le faire le code *USINE* demain). il ne faudra surtout pas oublier les mesures d'anisotropies qui apportent des informations complémentaires à la mesure des flux ¹⁶. Je ne reprendrai pas ici les quelques perspectives données dans les conclusions respectives des deux chapitres de ce document. Je voudrais juste souligner que l'application des codes de propagation aux objets extra-galactiques (galaxies ou amas de galaxies) est un sujet qui m'intéresse pour le futur. Par ailleurs, comme montré dans [Rollinde et al. \(2008\)](#), le RC joue un rôle crucial pour comprendre l'évolution chimique des éléments légers dans le cadre de la formation hiérarchique des structures. Une meilleure compréhension et modélisation du rôle du RC cosmologique, à la fois dans les premières structures et en leur périphérie, est une direction de recherche à développer pour les années à venir.

Perspectives matière noire Ces travaux me permettent probablement d'avoir un certain recul sur la détection indirecte de matière noire dans la Galaxie (et au-delà) et sur la possi-

16. Voir le manuscrit de thèse à venir (soutenance sept. 2013) de G.Bernard, doctorant de R.Taillet au *LAPTh*.

bilité de maîtriser les fonds astrophysiques. À cet égard, j'ai constaté ces dernières années, une certaine tendance inflationniste à voir la matière noire tous les quatre matins : à partir des années deux mille, que ce soit l'excès au GeV d'*EGRET* dans le diffus γ , le 511 keV d'*INTEGRAL/SPI* vers le centre galactique, l'excès de positons avec *HEAT* puis avec *PAMELA*, la découverte de la matière noire avec *Fermi-LAT* à 10 GeV, puis à 100 GeV, dans la Galaxie, puis dans les amas, etc., il me semble toujours avoir plus d'auteurs pour penser l'improbable plutôt que pour se pencher sur des questions d'astrophysique souvent subtiles et complexes. C'est de bonne guerre, puisque ceci assure un grand nombre de citations (à défaut d'apporter de nouveaux éléments). Ceci dit, il ne faudrait pas jeter le bébé avec l'eau du bain : un certain nombre de ces études devait être mené¹⁷. Si je devais faire un rapide tour de table des perspectives de détection de matière noire dans les différents canaux sur lesquels j'ai travaillé, voici ce que je dirais :

- Anti-protons : canal peu prometteur puisque les mesures sont en accord avec les données. Ceci dit, la qualité des données *AMS-02* devrait permettre, si une modélisation du flux standard à la même précision devient disponible, d'améliorer les limites d'exclusion sur les modèles de nouvelle physique (au mieux d'un facteur dix il me semble). Il faudrait pour cela être capable d'avoir les sections efficaces de production d'antiprotons (par les réaction p et He sur H et He) à quelques pourcents, ce qui est une gageure.
- Anti-deutérons : canal très intéressant puisque pas de détection pour l'instant. Le pouvoir d'exclusion de ce canal est plus fort que celui des anti-protons. Cependant, dans la décade à venir, nous ne pourrions compter sans doute que sur un facteur dix d'amélioration, étant données les expériences actuelles. Un facteur cent d'amélioration sera possible le jour où les instruments atteindront une sensibilité suffisante pour détecter le fond astrophysique attendu, ce qui fait des anti-deutérons le canal le plus prometteur.
- Positons : à mon sens, c'est le dernier endroit où il faut chercher de la matière noire. Il n'y a absolument aucune maîtrise du fond standard à cause des inconnues sur de nombreux paramètres astrophysiques (sources proches, spectres d'injection, diffusion locale).
- Photons de haute énergie : un grand nombre de cibles est possible. Les meilleures sont sans nul doute les galaxies naines sphéroïdales, mais la région autour du centre galactique a le plus fort potentiel d'exclusion. Les autres cibles (amas de galaxies, fond diffus galactique et extra-galactique) semblent moins contraignantes et plus complexes en termes de fond. Les limites peuvent sans doute gagner un petit facteur par rapport aux limites actuelles (meilleures analyses, augmentation du temps d'exposition).

Au final, les limites actuelles touchent à peine la zone intéressante pour les modèles de nouvelle physique. C'est une amélioration par rapport à la situation existante vingt ans auparavant. Néanmoins, sauf à croire en des facteurs d'augmentation des signaux (plus ou moins naturels) ou idée géniale (ou oubli de ma part), il me semble que cette génération d'instrument (et peut-être la prochaine avec *CTA*) va être trop *juste* pour espérer mettre au jour la matière noire (ou tout au moins entamer sérieusement l'espace des paramètres de nouvelle physique).

Malgré ces conclusions peu optimistes, il me semble important, ayant à disposition les codes *USINE* (pour le rayonnement cosmique standard) et *CLUMPY* (pour la matière noire), de creuser la complémentarité de ces codes pour une caractérisation complète des signaux γ dans les objets où des fonds astrophysiques importants sont attendus. Merci de votre attention.

17. Prenant en compte les faux positifs (équivalant dans sa forme simple au critère de Bonferroni, voir p. ex. [ici](#)), je prédis que la prochaine découverte de matière noire par détection indirecte n'en sera pas une.



Boîte à outils

Sommaire

A.1	Le code <code>USINE</code>	54
A.2	Base de données pour le RC	56
A.3	Le code <code>CLUMPY</code>	59

AVANT DE RENTRER dans les justifications et explications, voici de petites boîtes surprises présentant le contenu de notre mini-boîte à outils. Les références renvoient vers l'article complet et le site internet où se trouvent les versions publiques. Il n'y a plus qu'à cliquer !

Usine : a package for cosmic-ray propagation studies

Maurin et al. (in prep.)

<http://lpsc.in2p3.fr/usine>

A database of charged cosmic rays

Maurin et al. (2013)

<http://lpsc.in2p3.fr/cosmic-rays-db>

CLUMPY : a code for γ -ray signals from dark matter structures

Charbonnier et al. (2012)

<http://lpsc.in2p3.fr/clumpy>

A.1 Le code USINE

Comme discuté dans §1.1, le transport dans la Galaxie s'appuie sur une description phénoménologique. Listons les ingrédients impliqués dans cette équation (ingrédients présents dans le code USINE) :

1. Espèces du RCG La base de tout code de propagation est une liste d'espèces stables ainsi que celles dont la durée de demi-vie est de l'ordre du temps de confinement dans la Galaxie (soit quelques dizaines de millions d'années). Il faut donc connaître les propriétés nucléaires de ces espèces (masse, charge, etc.).

2. Terme source Selon les modèles de propagation étudiés (stationnaire ou non), on peut grossièrement considérer deux types de sources : (i) les sources ponctuelles caractérisées par une position et une date, et dont le spectre va dépendre de l'espèce, de l'âge et du type de la source ; (ii) les sources stationnaires caractérisées par une distribution spatiale et un spectre (par espèce). Ensuite, du point de vue de la physique du RCG, on séparera plutôt les sources selon leur origine :

Sources astrophysiques Ce sont les espèces accélérées dans des sources standard. Si l'on considère la composante nucléaire du RCG, une description stationnaire est généralement suffisante. Par contre, pour les leptons, il faut prendre en compte la dépendance en temps et considérer des sources ponctuelles, comme les pulsars, qui contribuent au flux de positons.

Sources exotiques On considère généralement le cas stationnaire où le spectre dépend du modèle de physique des particules (et du candidat matière noire considéré), et où la distribution spatiale est reliée au profil de matière noire dans la Galaxie.

3. Paramètres de transport Dans le cas le plus général, ces paramètres correspondent à un tenseur de diffusion (dépendant de l'énergie) et un vecteur de convection, qui peuvent dépendre de la position et du temps.

4. Interactions Dans les équations de transport, il faut prendre en compte les (i) sections efficaces inélastiques totales (probabilité de survivre à une interaction) ; (ii) sections efficaces de production (reliées aux sources secondaires) ; (iii) sections efficaces inélastiques annihilantes et non-annihilantes (\bar{p} et \bar{d} peuvent survivre à une interaction inélastique, en perdant de l'énergie) ; (iv) sections efficaces de capture électronique (certains ions sont alors instables). Mis à part le processus (iii), ces interactions sont dites catastrophiques (l'espèce disparaît). Notons que les pertes d'énergie (sans destruction) sont dominées par les pertes Coulombiennes et par ionisation pour les noyaux, alors que les interactions dans le champ de rayonnement de la Galaxie sont fondamentales pour les leptons.

5. Milieu interstellaire et environnement Les distributions du gaz et des champs de rayonnement dans toute la Galaxie sont nécessaires pour décrire les interactions.

6. Modèles de propagation Un modèle de propagation est complètement défini par sa géométrie, ses sources, ses paramètres de transport et son environnement.

7. Modèles de modulation solaire L'équation de transport dans la Galaxie permet d'obtenir les flux à l'équilibre au voisinage du système solaire. Pour obtenir le flux au niveau

de la Terre, un modèle de modulation solaire permet de calculer, à partir du flux interstellaire (hors de la cavité solaire), le flux appelé *Top of Atmosphere* qui permet de se comparer aux données. Cette dernière étape est aussi décrite par une équation de diffusion pour laquelle l'effet dominant est la perte d'énergie dans le plasma solaire en expansion adiabatique.

8. Données du RCG Une fois l'équation de transport résolue, il faut comparer les flux calculés (au niveau de la Terre) aux mesures du RCG (voir ann. A.2).

Quelles que soient la géométrie et la méthode de résolution choisies pour l'équation de transport, les mêmes ingrédients sont nécessaires pour résoudre la propagation. L'idée derrière le code USINE est de fournir des classes spécifiques pour chacune de ces entrées, afin de fournir un code modulaire, lisible et adaptable à de nouvelles situations. La liste des classes USINE est représentée sur la fig. A.1.

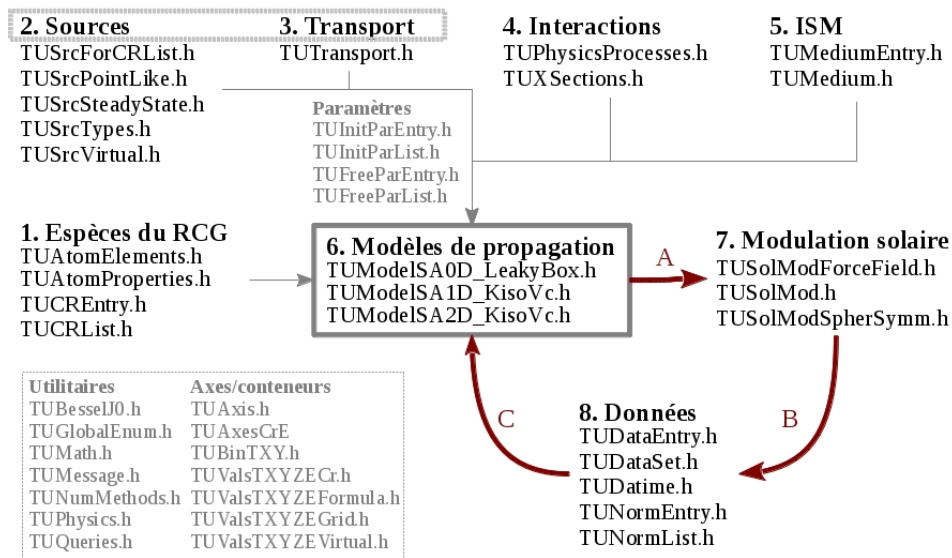


FIGURE A.1: Classes C++ du code USINE organisées selon les huit points discutés dans cette annexe (voir texte). Les classes grisées sont des classes utilisées par les classes *principales*. En particulier, pour les paramètres, les classes `TUInitParEntry.h` et `TUInitParList.h` sont utilisées pour initialiser le contenu de chacune des classes (correspondant à un ingrédient) à partir de la lecture d'un seul fichier de paramètres. Les classes `TUFreeParEntry.h` et `TUFreeParList.h`, quant à elles, permettent une description générique et transparente pour décider quels doivent être les paramètres à minimiser (ou à passer à un outil de minimisation). À cet égard, le cycle *A*, *B*, *C* indiqué en rouge sombre sur la figure décrit la comparaison modèle/données. C'est dans ce cycle qu'est introduit un algorithme de minimisation pour explorer l'espace des paramètres (§1.2.2).

Quel est le statut du code USINE ? La version actuelle du code est en C++ utilisant la bibliothèque Root du CERN. Elle est complètement documentée à l'aide des classes `THtml` de Root. Les connaisseurs sauront que chaque année depuis environ 2003, une version publique est annoncée pour six mois plus tard, et qu'au jour d'aujourd'hui, force est de constater que le code n'est toujours pas public. Je me dois donc d'expliquer un peu plus la genèse du code et le pourquoi de cette situation. J'ai écrit une première version du code en C en 1999 pendant ma thèse qui ne traitait que de la partie nucléaire, la partie anti-protons étant traitée par un code développé indépendamment par Pierre Salati. C'est avec ces codes qu'ont été obtenus

les résultats publiés avant 2005. À partir de 2003, j’ai complètement récrit le code, passant du C au C++ et utilisant les bibliothèques Roor, ajoutant les anti-protons et anti-deutérons. La réécriture m’a pris deux ans¹, avec une participation de Richard Taillet ponctuellement sur une ou deux classes du code. C’est cette version qui a été utilisée par Antje Putze — qui a grandement contribué à son débogage — de 2006 à 2012 pour les études utilisant un Monte Carlo à chaînes de Markov (qu’elle a développé avec Laurent Derome pendant sa thèse). L’organigramme représenté sur la fig. A.1 correspond à la troisième version du code que j’ai commencé à réécrire en 2009. Le choix de réécrire une troisième fois le code dans son intégralité se justifie par le fait que l’amélioration des modèles de propagation et l’interprétation des données *AMS-02* à venir ne pouvait pas être facilement pris en compte dans la structure du code précédent. Tirant parti d’une vision claire des limitations de ce dernier, de ma meilleure maîtrise du C++, et de ma volonté de rendre public un code propre, bien organisé et complètement générique, la version 3.0 a donc été mise en route. Comme ce n’est pas une activité passionnante, j’ai plutôt cherché à faire autre chose (voir le code *CLUMPY* discuté en ann. A.3). J’arrive néanmoins au bout. L’idée est aussi de compléter le calcul de la composante nucléaire par le calcul des leptons et γ (tel que développé par mes collègues du *LAPTh* toujours dans le cadre de modèles semi-analytiques), d’ajouter la méthode de résolution par Monte Carlo (voir p. 13) et surtout de travailler avec mon étudiant pour faire à nouveau de la physique avec ce code et les données *AMS-02*.

A.2 Base de données pour le RCG

Les données du RCG sont au cœur des études de la propagation dans la Galaxie (p. ex. Jones et al. 2001; Maurin et al. 2001; Strong et al. 2007; Evoli et al. 2008). Ces vingt dernières années, les anti-protons et la mesure de la fraction positonique sont également devenus incontournables pour la recherche indirecte de matière noire (Porter et al. 2011; Lavalle et Salati 2012). Une base de données est donc utile à tout chercheur de ces domaines incluant les expérimentateurs qui souhaitent comparer leurs données à celles publiées antérieurement.

La plupart des mesures les plus anciennes restent utiles. En effet, les nombreux instruments ont été conçus pour se concentrer sur des espèces spécifiques et la plupart n’avaient pas, par exemple, la résolution nécessaire pour des mesures isotopiques. De plus, toutes les espèces n’ont pas été mesurées avec la même fréquence/précision. De fait, au cours des vingt dernières années, les efforts se sont concentrés plutôt sur la mesure du RCG à plus haute énergie que sur l’amélioration des mesures de basse énergie. Cette situation est en train de changer avec *AMS-02* installé sur l’*ISS* depuis mai 2011, mais là encore, l’amélioration sera faite plutôt sur les spectres d’éléments, et non isotopiques. Finalement, les *vieilles* expériences sont également utiles lorsque l’on souhaite répondre à la question de la modulation solaire. En particulier, la question d’avoir une modulation différente pour des charges opposées en fonction de la polarité du Soleil (cycle global de 22 ans avec inversion tous les 11 ans) — telle que proposée par Clem et al. (1996) et approfondie dans Clem et Evenson (2002) — reste ouverte.

Pour toutes ces raisons, l’utilité d’une base de données mise à disposition de la communauté est une évidence. Ma volonté de fournir cette base date d’il y a bientôt dix ans. Durant ma thèse (Maurin 2001) et tout au long de ces années, j’ai pris en charge la collecte de ces données (étant parfois suppléé par les thésards occasionnels dont j’avais la co-direction, voir

1. Activité menée à mes moments perdus, en-dehors de mon activité d’analyse sur INTEGRAL.

ann. B.3). En 2004, Richard Taillet s’est employé à développer une première ébauche en langage *MySQL* et *PHP*. Puis les choses ont stagné par manque de temps. En 2009, nous nous sommes fait devancer par l’équipe du code GALPROP, qui avait mené le **même travail** de manière indépendante (Strong et Moskalenko 2009). Néanmoins, ayant en tête des idées assez précises sur les fonctionnalités et contenu de cette base, j’ai relancé l’idée en 2012, profitant du soutien et de l’expertise de Frédéric Melot, informaticien au LPSC. Le résultat final de cette collaboration a été rendu public en février 2013 (Maurin et al. 2013) : à la différence de la base GALPROP, **notre base** met à disposition une version beaucoup plus complexe et contextualisée, ainsi que de nombreuses interfaces conviviales.

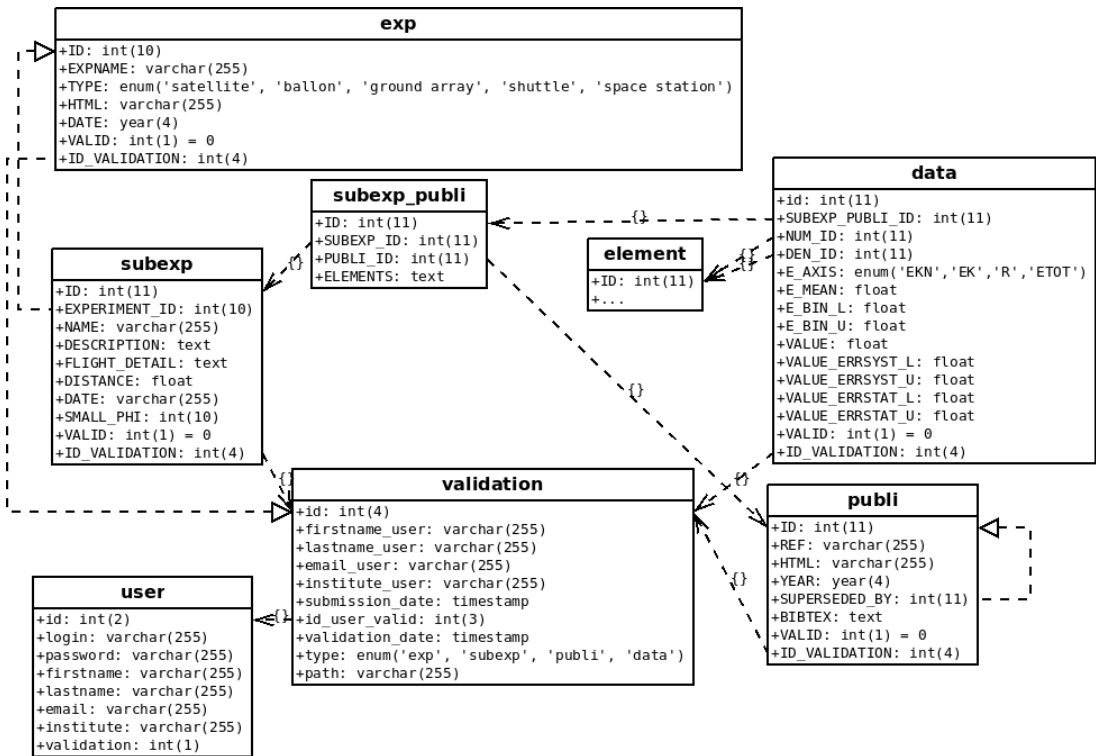


FIGURE A.2: Tables et clés de la base de données dans une structure *MySQL*.

Nous illustrons par deux exemples la structure de la base et le type d’information retourné à l’utilisateur lors d’une requête via l’interface web². La figure A.2 montre les différentes tables et clés de la structure *MySQL* utilisée pour organiser les données et les principales entrées en sont : **exp** (nom, type, site web et date de mise en activité), **subexp** (lien vers l’expérience principale, nom, description du détecteur, dates des vols, etc.), **publi** (référence bibliographique, lien *ADS*, etc.), **élément** (nom, masse, ... pour les espèces du RCG) et **data** (flux ou rapport, intervalle d’énergie, valeur, erreurs statistiques et systématiques). La figure A.3 montre, quant à elle, une capture d’écran de la fenêtre de résultat pour une requête sur une quantité donnée du RCG (ici le rapport B/C).

En résumé, cette base comprend actuellement les flux reliés aux espèces e^- , e^+ , \bar{p} , ainsi que les données noyaux jusqu’à $Z = 30$, pour des énergies en deçà de quelques TeV/n. Ceci correspond à plus de deux cents expériences dans plus de deux cents publications. Chaque

2. Nous ne souhaitons pas entrer dans les détails techniques ici (ils sont donnés dans la publication).

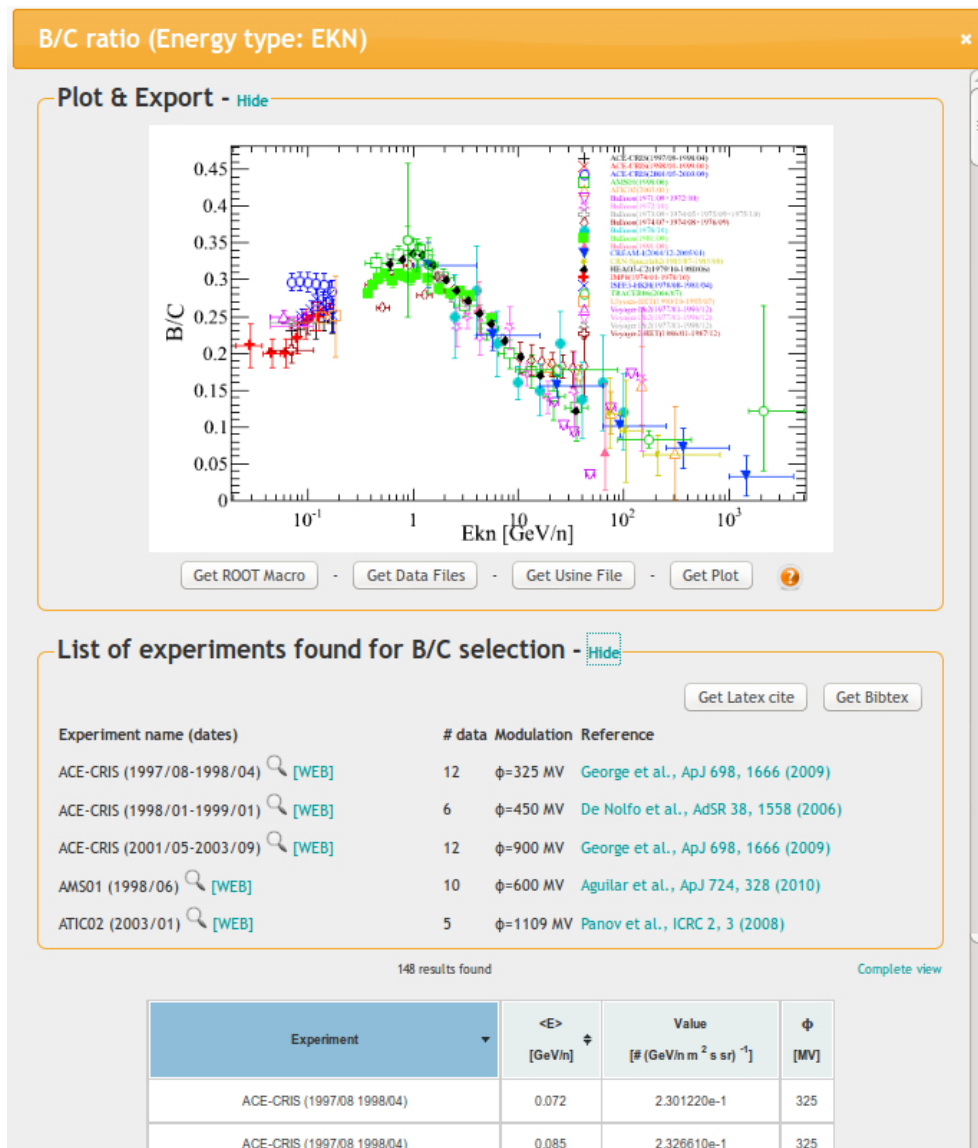


FIGURE A.3: Capture d'écran du résultat de la requête B/C. Les boutons, liens et tables donnent accès aux données brutes et aux graphiques (qui peuvent être exportés en *ASCII* ou format image et Root).

donnée est attachée à un instrument (contenant sa description) et à une référence bibliographique. Les données peuvent être extraites en fonction d'une sélection sur la quantité mesurée, la gamme d'énergie, le nom des expériences et la date de la mesure. En retour, l'utilisateur accède à des fichiers *ASCII*, des macros **ROOT** et les entrées **BIBTEX** pour les publications associées. Un dernier point original de cette base est la possibilité d'ajouter de nouvelles données à l'aide d'une interface web. Ceci en fait un véritable outil collaboratif pour la communauté du RCG, à condition, bien sûr, que chacun joue le jeu (ce qui n'est pas gagné !). On pourrait enfin imaginer étendre cette base à plus haute énergie (comme accessible par les détecteurs au sol \gtrsim TeV/n) ou pour des espèces plus lourdes ($Z > 30$). Les séries temporelles pour les protons, hélium, et électrons de basse énergie (ce qu'est capable de produire *AMS-02*), pourraient également être très intéressantes pour l'étude de la modulation solaire. Ces extensions seront envisagées en fonction de l'intérêt que portera la communauté à cette base.

A.3 Le code CLUMPY

Le code CLUMPY est le premier (et seul) code public pour le calcul du facteur J astrophysique pour l'annihilation/décroissance de la matière noire dans les structures et sous-structures de matière noire. Ce facteur J est défini comme

$$J(\psi, \theta, \Delta\Omega) = \int_0^{\Delta\Omega} \int_{\text{l.o.s}} \rho^2(l(\psi, \theta)) dl d\Omega, \quad (\text{A.1})$$

où $\rho(l(\psi, \theta))$ est la densité locale de matière noire à une distance l de la Terre dans la direction ψ, θ (longitude et latitude en coordonnées galactiques). Cette intégrale, qui peut être assez compliquée à évaluer, constitue un point central du code CLUMPY. La difficulté provient en partie des profils de matière noire très pentus vers le centre des structures, mais surtout, de l'existence de sous-structures de matière noire à toutes les échelles (distribution grumeleuse), en plus de la composante lisse. Ces sous-structures peuvent contribuer à une augmentation significative du signal.

Tout d'abord, nous nous plaçons en symétrie sphérique et supposons la distribution spatiale et en masse des sous-structures indépendantes. Soit N_{tot} le nombre total de sous-structures dans le halo parent, nous pouvons alors écrire

$$\frac{d^2N}{dVdM} = N_{\text{tot}} \frac{d\mathcal{P}_V(r)}{dV} \frac{d\mathcal{P}_M(M)}{dM}, \quad (\text{A.2})$$

où la distribution spatiale et la masse sont des probabilités

$$\int_V \frac{d\mathcal{P}_V(r)}{dV} dV = 1 \quad \text{et} \quad \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \frac{d\mathcal{P}_M(M)}{dM} dM = 1. \quad (\text{A.3})$$

Ces différentes quantités sont calibrées et extrapolées (pour les faibles masses) à partir de résultats de simulations numériques. Il y a, de fait, une subtilité pour identifier la distribution de matière noire lisse du halo parent de la distribution des sous-structures. Il est usuel d'écrire la densité totale de matière noire comme

$$\rho_{\text{sm}}(r) = \rho_{\text{tot}}(r) - \langle \rho_{\text{subs}}(r) \rangle, \quad (\text{A.4})$$

qui nous assure, par construction, que la densité totale suit celle mesurée dans les simulations.

Travaillons ensuite sur l'équation (A.1) et écrivons explicitement la contribution de chaque sous-structure :

$$J = \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \frac{1}{l^2} \left(\rho_{\text{sm}} + \sum_i \rho_{\text{cl}}^i \right)^2 l^2 dl d\Omega. \quad (\text{A.5})$$

Le halo lisse ρ_{sm} est donné par l'équation (A.4) et le second terme correspond à la somme des densités au carré de toutes les sous-structures contenues dans l'élément d'intégration. Trois termes sortent de cette équation : le continuum

$$J_{\text{sm}} \equiv \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \rho_{\text{sm}}^2 dl d\Omega \quad (\text{A.6})$$

et la contribution des sous-structures (intrinsèque et double produit)

$$J_{\text{subs}} \equiv \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \left(\sum_i \rho_{\text{cl}}^i \right)^2 dl d\Omega, \quad J_{\text{cross-prod}} \equiv 2 \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \rho_{\text{sm}} \sum_i \rho_{\text{cl}}^i dl d\Omega. \quad (\text{A.7})$$

L'astuce du calcul numérique est de ne pas estimer l'équation terme à terme (pour les basses masses de sous-structures, on peut avoir des milliards d'objets à considérer). Il y a en effet deux régimes : un régime où de nombreux objets contribuent au signal et où la valeur moyenne donne une bonne description, et un régime où peu d'objets contribuent, nécessitant leur tirage et évaluation à la contribution dans l'intégrale. La position et masse d'une sous-structure étant des variables aléatoires, il est possible de définir des valeurs moyennes pour ces quantités et celles qui en dépendent. La masse et luminosité moyenne sont définies comme

$$\langle M \rangle = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} M \frac{d\mathcal{P}_M}{dM} dM \quad \text{et} \quad \langle \mathcal{L} \rangle = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \mathcal{L}(M) \frac{d\mathcal{P}_M}{dM} dM, \quad (\text{A.8})$$

où $\mathcal{L}(M)$, la *luminosité intrinsèque* d'une sous-structure, est définie comme

$$\mathcal{L}(M) \equiv \int_{V_{\text{cl}}} (\rho_{\text{cl}})^2 dV. \quad (\text{A.9})$$

Il est utile pour la suite de définir la moyenne de la distance pour une puissance entière

$$\langle l^n \rangle = \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} l^n \frac{d\mathcal{P}_V}{dV} l^2 dl d\Omega. \quad (\text{A.10})$$

À partir de ces quantités, nous pouvons définir les valeurs moyennes (limite continuum) de la paire d'équation (A.7), c'est-à-dire pour la contribution des sous-structures

$$\langle J_{\text{subs}} \rangle = N_{\text{tot}} \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \frac{d\mathcal{P}_V}{dV} dl d\Omega \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} \mathcal{L}(M) \frac{d\mathcal{P}_M}{dM} dM, \quad (\text{A.11})$$

et pour le double produit³

$$\langle J_{\text{cross-prod}} \rangle = 2 \int_0^{\Delta\Omega} \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} \rho_{\text{sm}} \langle \rho_{\text{subs}} \rangle dl d\Omega. \quad (\text{A.12})$$

Étendant l'analyse de [Lavalle et al. \(2007\)](#) pour le calcul de la variance du terme astrophysique (proposée pour l'étude des positons et appliquée ici aux γ), notons tout d'abord que l'équation (A.11) peut être réécrite comme⁴

$$\langle J_{\text{subs}} \rangle = \langle N_{\text{cl}} \rangle \langle J_{1\text{cl}} \rangle, \quad (\text{A.13})$$

3. Ce terme — auparavant toujours négligé dans le calcul total — peut être facilement estimé en supposant que la distribution spatiale des sous-structures suit celle du halo parent lisse, c'est-à-dire $\langle \rho_{\text{subs}}(r) \rangle = f \rho_{\text{tot}}(r)$ et $\rho_{\text{sm}}(r) = (1 - f) \rho_{\text{tot}}(r)$, ce qui conduit directement à $J_{\text{cross-prod}}/J_{\text{tot}} = 2f(1 - f)$. Pour une fraction f typique de sous-structure de 10%, ce terme contribue à 18% du résultat.

4. Dans la suite, la moyenne se fait sur les distributions en masse et spatiales des sous-structures normalisées pour l'angle solide considéré.

où $\langle N_{\text{cl}} \rangle$ est le nombre moyen de sous-structures dans le volume d'intégration et $\langle J_{1\text{cl}} \rangle$ le flux moyen d'une sous-structure. En utilisant l'approximation ponctuelle, et rappelant que la masse et la position de la sous-structure sont des variables indépendantes, nous pouvons écrire, pour une sous-structure de masse M à une distance l ,

$$J_{1\text{cl}} = \frac{\mathcal{L}(M)}{l^2} \quad \text{et} \quad \langle J_{1\text{cl}} \rangle = \langle \mathcal{L} \rangle \left\langle \frac{1}{l^2} \right\rangle, \quad (\text{A.14})$$

de telle sorte que la variance d'une seule sous-structure devient

$$\sigma_{1\text{cl}}^2 \equiv \langle J_{1\text{cl}}^2 \rangle - \langle J_{1\text{cl}} \rangle^2 = \langle \mathcal{L}^2 \rangle \left\langle \frac{1}{l^4} \right\rangle - \langle J_{1\text{cl}} \rangle^2. \quad (\text{A.15})$$

Au final, ceci permet d'écrire la variance pour une population $\langle N_{\text{cl}} \rangle$ de sous-structures comme

$$\sigma_{\text{cl}}^2 = \langle N_{\text{cl}} \rangle \sigma_{1\text{cl}}^2. \quad (\text{A.16})$$

Ce résultat est important : il nous donne un critère quantitatif pour décider, étant donnée une précision de calcul requise, combien de sous-structures doivent être tirées et à quel moment le calcul moyen est approprié. Dit autrement, pour un domaine d'intégration donné, il existe une masse critique à partir de laquelle les sous-structures ne sont pas assez nombreuses pour être décrites par une description moyenne. Inversement, pour une décade en masse donnée, il existe une distance critique au-dessous de laquelle la description moyenne échoue et où les sous-structures doivent être tirées aléatoirement. La description moyenne peut donc être utilisée en toute sécurité, tant que l'erreur relative RE (obtenue sur la contribution des sous-structures par rapport à l'ensemble incluant la contribution lisse), définie comme

$$RE_{J_{\text{clumps}}} = \frac{\sqrt{N_{\text{cl}}} \sigma_{1\text{cl}}}{N_{\text{cl}} \langle J_{1\text{cl}} \rangle + J_{\text{smooth}}}, \quad (\text{A.17})$$

est plus petite qu'une prescription donnée par l'utilisateur. Cette approche (et astuce) permet un contrôle et une optimisation totale du calcul de cartes. Je ne rentre pas plus dans le détail de son implémentation dans CLUMPY. Pour cela, je renvoie le lecteur à [Charbonnier et al. \(2012\)](#).

Pour finir et résumer, CLUMPY est un code écrit en C/C++ utilisant la bibliothèque Root du CERN et complètement documenté avec DOXYGEN⁵. Le code est versatile. En particulier, à peu près n'importe quel type de profil de matière noire peut être utilisé pour décrire le halo lisse, la distribution spatiale des sous-structures, etc. Il s'applique enfin à différentes situations, comme les galaxies naines sphéroïdales (§2.2) ou les amas de galaxies (§2.3). Les cartes de la fig. A.4 illustrent visuellement une troisième utilisation de CLUMPY qui reste à exploiter, à savoir une étude détaillée de la détection de sous-structures dans notre voisinage, que ce soit des sous-structures dans notre Galaxie (en haut), dans une galaxie naine sphéroïdale observée à différentes résolutions angulaires (au milieu), ou pour le même type d'objet mais en traitant le cas d'un candidat de matière noire instable (en bas) plutôt que s'annihilant (dans ce cas là, la densité de matière noire n'apparaît plus au carré dans les équation, il n'y a plus de double produit, mais les autres équations développées restent valides).

5. www.doxygen.org

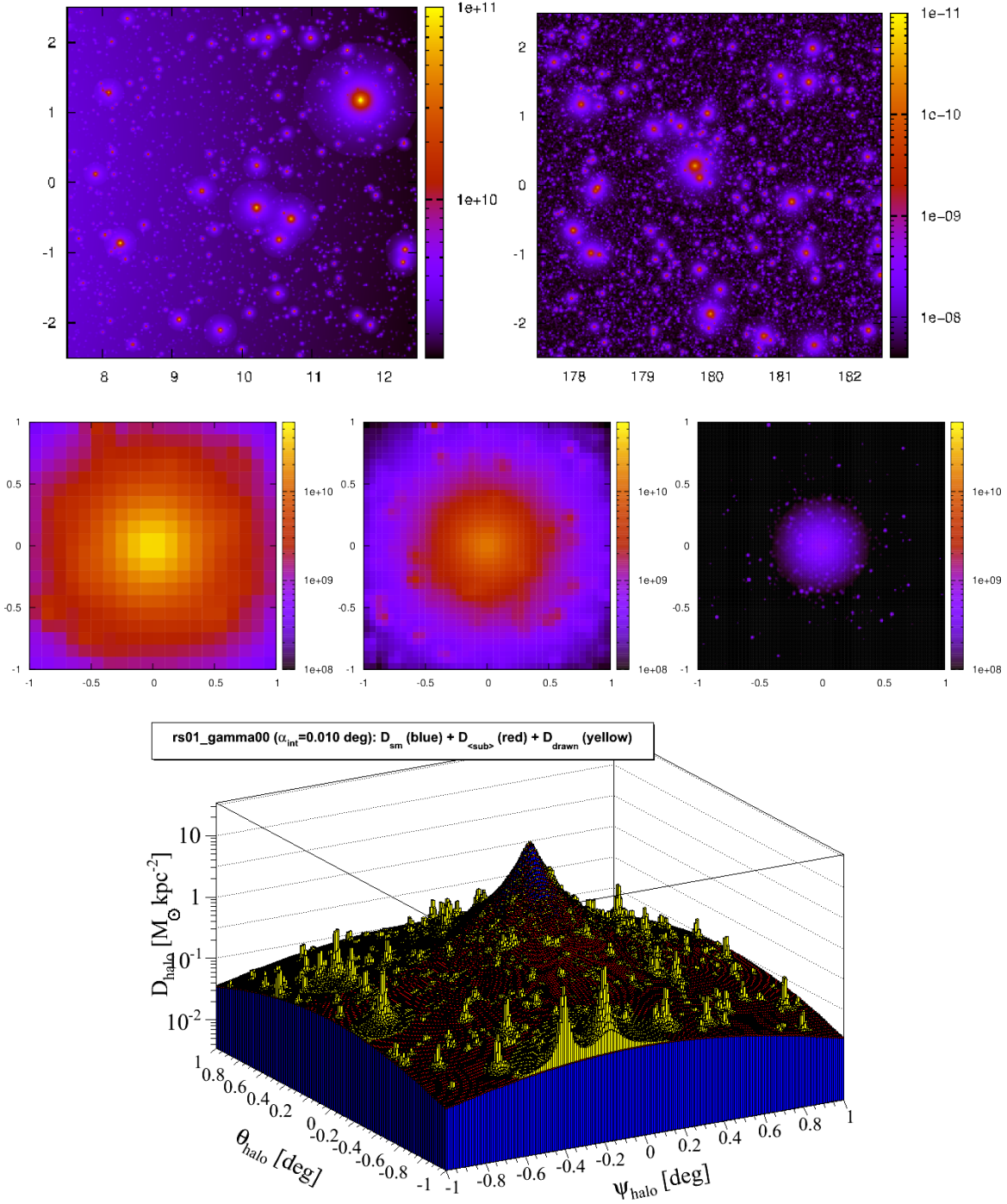



FIGURE A.4: *En haut* : cartes du ciel $5^{\circ} \times 5^{\circ}$, à 10° du centre galactique (à gauche) ou vers l'anti-centre galactique (à droite), pour de la matière noire annihilante et un angle d'intégration de $0,01^{\circ}$. *Au milieu* : facteur J (matière noire annihilante) pour une dSph à trois angles d'intégrations différents : $0,1^{\circ}$ (à gauche), $0,05^{\circ}$ (au centre) et $0,01^{\circ}$ (à droite). *En bas* : intégrale de la densité de matière noire le long de la ligne de visée (pour une dSph) dans le cas de matière noire décroissante.

B

Égotisme passager

Sommaire

B.1	Errance	63
B.2	Bibliofolie : à chacun son h-pouce	65
B.3	(Dé)formation de thèse	67
B.4	Réanimation scientifique	70

ONJOUR, JE M'APPELLE DAVID. Dans la suite, tu en sauras plus sur moi. Est-ce intéressant ? Est-ce nécessaire ? Et surtout, est-ce raisonnable ? J'ai envie de dire non, peut-être, et sûrement pas. Mais l'information sur mon parcours, mes travaux et les étudiants que j'ai eu l'occasion et le plaisir d'aider durant leur formation par la recherche se retrouvent là, pour compléter ce document d'HDR, et pour mettre en contexte mon activité et ma réflexion sur le domaine des astroparticules.

B.1 Errance

Depuis ma thèse en 2001, j'ai travaillé dans de nombreux laboratoires et environnements scientifiques : physique des particules, d'astrophysique, de physique théorique, au sein de l'IN2P3, de l'INSU ou du CEA en France, et dans divers laboratoires et universités en Irlande, Italie, Angleterre et Chine. Bref, entre 2003 et 2013, j'ai eu l'occasion de séjourner dans une dizaine de laboratoires, pour des séjours de 1 mois à 3 ans. Si l'immobilisme était plutôt mon crédo durant ma thèse, l'agitation permanente est devenue un passage obligé.

De toutes ces pérégrinations, j'ai tiré un certain nombre de points positifs : tout d'abord une comparaison des façons de travailler, des problématiques et des approches différentes suivies par un physicien des particules, un théoricien ou un astrophysicien. Baigner dans ces différentes communautés permet de comprendre l'origine de certains préjugés et agacements

que peuvent ressentir les uns envers les autres. Par exemple, le diktat de la publication me semble avoir un impact plus délétère sur la communauté de physique théorique (en particulier relié aux astroparticules), surtout lorsqu’une partie croissante des financements et évaluations passe par le h-index. Ceci peut polariser les communautés sur ce qui est perçu comme de la *bonne* recherche. D’un autre côté, si ma première confrontation avec des équipes de l’*IN2P3* ne m’avait laissé aucun bon souvenir (j’avais arrêté ma thèse au bout de six mois), j’ai depuis été amené à apprécier cette communauté, coincée entre le marteau et l’enclume de la conception et exploitation d’instruments toujours plus complexes. Cette communauté a su s’adapter et jouer le jeu pour s’ouvrir aux astroparticules, là où l’*INSU*, en tout cas pour ce qui est du recrutement, reste parfois un peu plus figé dans sa conception de ce qu’est un astrophysicien (quelqu’un qui a forcément fait de l’*INSU* toute sa vie). À cet effet, il a été intéressant de voir ce qui se fait à l’étranger, où les divisions entre ces communautés ne sont pas toujours présentes. En ce sens, j’ai apprécié le pragmatisme anglo-saxon, même si la dérive du *publish or perish* y a encore plus d’impact. L’inter-perméabilité croissante des trois communautés sur les thématiques de l’astroparticule me semble en tout cas très bénéfique pour la formation de nos jeunes étudiants et la cohésion de la discipline alors que de grands projets sont à préparer (p. ex. *CTA* et *LSST*).

Toutes ces expériences ont permis d’élargir mes centres d’intérêt, d’élargir mes compétences, piochant dans telle ou telle communauté, chaque travail nourrissant le travail suivant. Par ailleurs, avoir des contacts dans les diverses communautés est un atout pour générer et faire fructifier des collaborations. Je termine ce paragraphe par un bref résumé des positions occupées depuis ma thèse, les aspects collaboratifs et encadrement d’étudiants étant traités dans les sections qui suivent ¹ :

Postes occupés

>10/2010	CR1 au <i>LPSC</i> : groupe <i>AMS-CREAM-LSST</i>
09/06–09/10	CR1 au <i>LPNHE</i> (temps partiel 80% du 1/2008–1/2010) : groupe <i>HESS</i>
05/06–09/06	<i>INFN</i> fellowship à l’ <i>Università di Torino</i> : département de physique théorique
04/03–04/06	CDD <i>CNES</i> au <i>SAP/CEA-Saclay</i> : groupe <i>INTEGRAL/SPI</i> (γ au MeV)
01/02–03/03	ASSEDIC fellowship
10/02–12/02	Chercheur invité <i>IAP</i>
10/01–12/01	Chercheur invité <i>IAP</i>
10/00–10/01	1/2 ATER au <i>LAPTh/Université de Savoie</i>
10/97–10/00	Thèse/monitorat (commencée au <i>LAPP</i>) puis <i>LAPTh/Université de Savoie</i>

Collaborations/visites > 1 mois

02/12–02/13	Collaborateur extérieur <i>IAP</i> : cosmologie et astrophysique des hautes énergies
07/09–09/11	Visiteur <i>University of Leicester</i> (UK) : groupe d’astrophysique théorique
02/07–02/12	Chercheur associé <i>IAP</i> : cosmologie et astrophysique des hautes énergies
09/06+09/07	Visiteur à l’ <i>IHEP</i> (Pékin) : projet Franco-Chinois <i>FCPPL</i>
DURANT 2005	Visiteur au <i>Dublin Institute for Advanced Studies</i> : programme <i>EGIDE/Ulysse</i>

1. Je mentionne pour la forme ma participation à la *surveillance* des données dans les expériences où j’ai été impliqué : un mois en Namibie pour *HESS* et régulièrement au *CERN* pour *AMS-02*. Pour *INTEGRAL*, il n’y avait pas de telle tâche dans notre groupe à Saclay.

B.2 Bibliofolie : à chacun son h-pouce

Critiquant plus haut l'impact trop fort du comptage de citations, à mon sens très biaisé par des effets de mode et d'opportunité, il serait malvenu que j'attache trop d'importance au facteur d'impact de mes travaux. Malgré tout, je mentionnerai quand même les faits suivants : mon papier le plus cité est le papier de mon travail de thèse avec 207 citations². En incluant ce papier, j'ai aujourd'hui cinq papiers à plus de cent citations, et deux publications (Donato et al. 2009; Putze et al. 2009) ont été *highlights of the week* respectivement dans PRL et A&A. Voilà, je m'arrêterai là sur ma pipométrie. Voici ci-dessous ma bibliographie, classée par thématique abordée, et par ordre chronologique.

Publications sur le rayonnement cosmique galactique (RCG) chargé standard

1. CRs below $Z = 30$ in a diffusion model: new constraints on propagation parameters
Maurin, Donato, Taillet, et Salati, *ApJ* **555**, 585 (2001)
2. Antiprotons from spallations of CRs on interstellar matter
Donato, Maurin, Salati, Barrau, Boudoul, et Taillet, *ApJ* **563**, 172 (2001)
3. β -radioactive CR in diffusion models: test for local bubble
Donato, Maurin, et Taillet, *A&A* **381**, 539 (2002)
4. New results on source and diffusion spectral features of GCRs: I - B/C ratio
Maurin, Taillet, et Donato, *A&A* **394**, 1039 (2002)
5. Heavy nuclei enrichment of the galactic cosmic rays at high energy: astrophysical interpretation
Maurin, Cassé, et Vangioni-Flam, *Astropart. Phys.* **18**, 471 (2003)
6. Spatial origin of GCRs in diffusion models: I- Standard sources in the galactic disc
Taillet et Maurin, *A&A* **402**, 971 (2003)
7. The effect of discreteness of GCRs
Taillet, Salati, Maurin, Vangioni-Flam, et Cassé, *ApJ* **609**, 173 (2004)
8. Spallation dominated propagation of heavy CRs and the local interstellar medium
Combet, Maurin, Donnelly, O'C. Drury, et Vangioni-Flam, *A&A* **435**, 151 (2005)
9. Flux of light antimatter nuclei near Earth, induced by CRs in the Galaxy and in the atmosphere
Duperray, Baret, Maurin, Boudoul, Barrau, Derome, Protasov, et Buénerd, *PRD* **71**, 083013 (2005)
10. A Markov Chain Monte Carlo (MCMC) for GCR propagation
Putze, Derome, Maurin, Perotto, et Taillet, *A&A* **497**, 991 (2009)
11. An MCMC technique to sample transport and source parameters of GCRs. II. Results for the diffusion model combining B/C and radioactive nuclei
Putze, Derome, et Maurin, *A&A* **516**, 66 (2010)
12. Systematic uncertainties on CR transport parameters: reconciling B/C data with $\delta = 1/3$ or $1/2$
Maurin, Putze, et Derome, *A&A* **516**, 67 (2010)
13. p, He, and C to Fe primary fluxes in diffusion models: source and transport signatures
Putze, Maurin, et Donato, *A&A* **526**, 101 (2011)
14. Constraining GCR parameters with $Z \leq 2$ nuclei
Coste, Derome, Maurin, et Putze, *A&A* **539**, 88 (2012)

2. Je trouve ceci assez ironique, puisqu'avant l'excitation des dernières années sur la possible détection indirecte de matière noire en anti-protons, anti-deutérons et surtout positons, et donc la nécessité d'avoir une bonne connaissance des paramètres de transport, ce papier n'était plutôt ni lu ni cité (le domaine de la phénoménologie du B/C étant plutôt sinistré).

15. A database of charged CRs
Maurin, Melot, et Taillet, *A&A*, (submitted)

Publications sur la recherche indirecte de matière noire dans le RCG chargé

1. Antiprotons from primordial black holes
Barrau, Boudoul, Donato, Maurin, Salati, et Taillet, *A&A* **388**, 676 (2002)
2. Antideuterons as a probe of primordial black holes
Barrau, Boudoul, Donato, Maurin, Salati, Stéfanon, et Taillet, *A&A* **398**, 403 (2003)
3. Spatial origin of galactic cosmic rays in diffusion models: II- Exotic sources in the halo
Maurin et Taillet, *A&A* **404**, 949 (2003)
4. Antiprotons in CRs from neutralino annihilation
Donato, Fornengo, Maurin, Salati, et Taillet, *Phys. Rev. D* **69**, 063501 (2004)
5. Kaluza-Klein dark matter and galactic antiprotons
Barrau, Salati, Servant, Donato, Grain, Maurin, et Taillet, *Phys. Rev. D* **72**, 063507 (2005)
6. Clumpiness boost factors for antimatter CRs in the light of Λ -CDM N-body simulation results
Lavalle, Yuan, Maurin, et Bi, *A&A* **479**, 427 (2008)
7. Antideuteron fluxes from dark matter annihilation in diffusion models
Donato, Fornengo, et Maurin, *Phys. Rev. D* **78**, 043506 (2008)
8. Constraints on WIMP dark matter from the high energy PAMELA \bar{p}/p data
Donato, Maurin, Brun, Delahaye, et Salati, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 071301 (2009)

Publications sur l'astrophysique nucléaire (γ au MeV)³

1. Search for ^{26}Al emission in the Vela region with INTEGRAL/SPI
Maurin, Schanne, Sizun, Attié, Cordier, Diehl, Gros, Jean, von Kienlin, et Knödlseider, *ESA SP* **552**, 107 (2004)
2. Search for γ -ray emission from $^{12}\text{C}^*$ and $^{16}\text{O}^*$ decays in the Galaxy with INTEGRAL/SPI
Hamadache, Cordier, Sizun, Schanne, et Maurin, *ESA SP* **622**, 109 (2007)
3. Evidence for 1809 keV γ -ray emission from ^{26}Al decays in the Vela region with INTEGRAL/SPI
Schanne, Sizun, Maurin, Cordier, von Kienlin, et Hamadache, *ESA SP* **622**, 113 (2007)

Publications sur la recherche indirecte de matière noire en γ (GeV-TeV)

1. Dark matter in the classical dwarf spheroidal galaxies: a robust constraint on the astrophysical factor for γ -ray flux calculations
Walker, Combet, Hinton, Maurin, et Wilkinson, *ApJL* **733**, 46 (2011)
2. Dark matter profiles and annihilation in dwarf spheroidal galaxies: perspectives for present and future γ -ray observatories - I. The classical dSphs
Charbonnier, Combet, Daniel, Funk, Hinton, Maurin, Power, Read, Sarkar, Walker, et Wilkinson, *MNRAS* **418**, 1526 (2011)
3. *HESS* constraints on dark matter annihilations towards the Sculptor and Carina dwarf galaxies
Abramowski et al., *Astropart. Phys.* **34**, 608 (2011)

3. Les références ci-après sont, en réalité, des comptes-rendus de conférence (avec referee). À cette époque, nous avons aussi étudié le 511 keV dans le centre galactique, et une publication, pourtant finalisée pour *A&A*, n'a jamais été soumise. Je reviendrai brièvement sur cette curiosité dans la section suivante.

4. CLUMPY: a code for γ -ray signals from dark matter structures
Charbonnier, Combet, et Maurin, *Comp. Phys. Comm.* **183**, 656 (2012)
5. Decaying dark matter: stacking analysis of galaxy clusters to improve on current limits
Combet, Maurin, Nezri, Pointecouteau, Hinton, et White, *Phys. Rev. D* **85**, 063517 (2012)
6. γ -rays from annihilating dark matter in galaxy clusters: stacking vs single source analysis
Nezri, White, Combet, Hinton, Maurin, et Pointecouteau, *MNRAS* **425**, 477 (2012)
7. Disentangling CR and dark matter induced γ -rays in galaxy clusters?
Maurin, Combet, Nezri, et Pointecouteau, *A&A* **547**, 16 (2012)

Publications reliées à la cosmologie

1. Cosmological CR production of Beryllium and Boron at high redshift
Rollinde, Maurin, Vangioni, Olive, et Inoue, *ApJ* **673**, 676 (2008)
2. Influence of Population III stars on cosmic chemical evolution
Rollinde, Vangioni, Maurin, Olive, Daigne, Silk, et Vincent, *MNRAS* **398**, 1782 (2009)

B.3 (Dé)formation de thèse

Il me semble que l'objectif de ce document est de montrer que j'ai la capacité à encadrer un étudiant en thèse. Pour cette raison, je détaille ci-après comment j'ai conduit à jouer un rôle de co-encadrement, mon degré d'implication, et ce que j'en ai retiré.

Pour commencer, je rappelle qu'étant au CNRS, je n'enseigne pas. Malgré cela, je prends très à cœur la formation des étudiants aux métiers de la recherche (et formation tout court). Je m'efforce d'encadrer régulièrement des stagiaires, à tous les niveaux (environ une dizaine d'étudiants aux niveaux L3 et M1 encadrés depuis 2003). Au niveau du M2, j'ai (co-)encadré les stages suivants, d'une durée de cinq mois :

- 2007 : Aldée Charbonnier (au LPNHE)
Modélisation des signaux γ issus des grumeaux de matière noire dans la Galaxie
- 2011 : Arnaud Coulon (au LPSC, co-encadrement L. Derome)
Phénoménologie du RC ($^{10}\text{Be}/^9\text{Be}$ vs Be/B) avec l'expérience AMS-02
- 2012 : Margaux Vauthrin (au LPSC, co-encadrement L. Derome)
Mesure du RC avec les moniteurs à neutrons et AMS-02
- 2013 : Vincent Bonnivard (au LPSC, co-encadrement W. Gillard)
Détection de la matière noire avec AMS-02 en γ
- 2013 : Alexandre Ghelfi (au LPSC, co-encadrement L. Derome)
Flux de proton et modulation solaire avec AMS-02

Voici la liste des étudiants dont j'ai co-supervisé la thèse (ou une partie du travail de thèse). Mon implication n'a pas été la même pour tous, je la détaille donc ci-après⁴ :

Maurin (2001) *Propagation des RC dans un modèle de diffusion : une nouvelle estimation des paramètres de diffusion et du flux d'anti-protons secondaires (LAPTh, Annecy).*

Ma thèse a été globalement auto-supervisée et c'est ma première expérience de constitution d'un jury, d'où sa présence dans cette liste. C'est une étape qui compte, car elle

4. C'est une interprétation forcément biaisée. Il faut garder en tête le fait bien connu que la somme des fractions de ce que chacun pense avoir contribué à un projet dépasse toujours largement les 100%.

m'a permis de réaliser (i) ce qu'est une thèse compliquée et quels sont les symptômes extérieurs d'une thèse qui se passe mal ; (ii) que quelle que soit la réalité de la situation vécue, ce qu'en pensent par la suite les gens importants qui n'étaient pas là fait foi. Bref, un solide contexte pour comprendre la difficulté que peuvent avoir les étudiants dans une relation globalement asymétrique, quoi qu'on puisse en dire. Et aussi beaucoup d'autonomie tirée de cette expérience bien sûr !

Duperray (2004) *Production et propagation d'antimatière dans la Galaxie* (LPSC, Grenoble)
Je mentionne brièvement la thèse de Rémy Duperray, puisque c'est la première occasion où j'ai eu l'opportunité de travailler de près avec un thésard. J'ai eu un rôle d'*expert* pour finaliser (pendant un mois) la partie de sa thèse (déjà bien avancée) sur la propagation des anti-noyaux légers, ce qui m'a permis d'être associé à l'étude [Duperray et al. \(2005\)](#). Rémy s'est ensuite dirigé vers l'enseignement.

Attié (2005) *Détermination de la réponse instrumentale du spectromètre INTEGRAL/SPI et application à l'observation des raies gamma de la région des Voiles* (SAP/CEA, Saclay)
Lors de mon séjour à Saclay, je me suis retrouvé dans le groupe un peu bancal INTEGRAL/SPI du SAP et j'ai conduit, par la force des choses, à jouer le rôle de relecteur principal de la thèse de David Attié. Après sa thèse, David, non soutenu par le groupe, a pu trouver un post-doc dans lequel il a été mieux encadré. Il a alors fourni un énorme travail sur le développement de TPC MicroMegas qui lui a permis d'être recruté au SPP/Saclay.

Combet (2006) *Étude analytique et numérique des flots autour des étoiles jeunes* (DIAS, Dublin)
Malgré ce que le titre de la thèse peut laisser penser, le manuscrit contient deux parties, dont une sur le RC. Nous avons monté avec Céline Combet un programme d'échange EGIDE/Ulysse (France/Irlande) pour travailler sur les noyaux extrêmement lourds du RC, thématique du laboratoire Dublois. À cette occasion, j'ai été amené à complètement superviser Céline pour l'article [Combet et al. \(2005\)](#), mais aussi à jouer le rôle de relecteur principal de sa thèse. Après plusieurs post-docs en Angleterre et en France, Céline est aujourd'hui en post-doc au LPSC dans Planck.

Sizun (2007) *Étude de l'annihilation électron-positon dans la région du centre galactique avec le spectromètre INTEGRAL/SPI* (SAP/CEA-Saclay)
Patrick Sizun a débuté sa thèse dans INTEGRAL/SPI avec pour objectif d'étudier la modélisation du fond instrumental pour analyser le 511 keV (annihilation électron/positon) vers le centre galactique. Nous avions à ce moment développé avec S. Schanne, autre membre du groupe, un soft d'analyse complet des données INTEGRAL/SPI. L'idée proposée par le responsable de groupe était alors d'utiliser un réseau neuronal pour modéliser le fond. Patrick, touche à tout très efficace, s'est attelé à la tâche avec F. Tola, spécialiste de cette technique. Dues aux complications intrinsèques de cette méthode et à un temps de calcul assez long, nous avons mis longtemps à converger sur l'analyse. Mon rôle a été de guider Patrick dans son analyse, comparant diverses méthodes (analyse en composante principales contre réseau neuronaux) et enfin co-rédiger un article de vingt pages. Celui-ci, prévu pour A&A, n'a, je pense, jamais été soumis (il est donné dans son intégralité p.181 du manuscrit de thèse de Patrick). Ayant quitté le groupe en 2006, et Patrick ayant d'autres papiers et un poste assuré (avant même la fin de sa thèse) au SEDI du CEA, ceci explique peut-être cela.

Je souligne qu’à partir de 2006, j’ai été recruté au CNRS dans le groupe *HESS* au *LPNHE*, ce qui a mis fin aux galères des post-docs et m’a permis de m’engager un peu plus (et sans doute moins par défaut) dans l’encadrement d’étudiants :

Putze (2009) *Phénoménologie et détection du RC nucléaire (LPSC, Grenoble)*

Étant alors fondé au *LPNHE*, j’ai co-encadré la thèse d’Antje Putze (dirigée par Laurent Derome) sur les aspects de phénoménologie du RC, qui ont représenté les 2/3 de son travail de thèse. Nous avons utilisé, pour la première fois dans le domaine, un Monte Carlo à chaîne de Markov (MCMC) pour l’analyse des observables du RC. Le premier papier d’Antje a été *Highlight of the week* dans *A&A*. Pour être plus précis, l’idée d’utiliser un MCMC remonte à 2002. Nous avons alors eu l’occasion, avec Richard Taillet, de discuter avec Joanna Dunkley (reconnue dans la communauté CMB pour ses analyses fondées justement sur des MCMC) en visite au *LAPTH* à Annecy. Nous étions convaincus que le MCMC pouvait être une très bonne alternative à nos analyses de type *grille* trop lentes. Il nous a fallu attendre 2006 pour relancer l’idée, profitant de contacts établis avec Laurent et Antje au *LPSC* et bénéficiant de la force de travail d’Antje. Si la phase de mise en application du MCMC a été difficile (environ deux ans de travail et de tests), les analyses menées ont été très fructueuses et ont eu un très bon impact et visibilité dans la communauté : quatre papiers ont ainsi été écrits durant la thèse et durant la première année de post-doc d’Antje, cumulant aujourd’hui une centaine de citations au total (Putze et al. 2009, 2010, 2011; Maurin et al. 2010). La qualité de ces travaux a permis à Antje d’avoir un post-doc à Alba Nova à Stockholm, puis un CDD de *Junior lecturer* à Aix-La-Chapelle en septembre 2012 pour travailler dans *AMS-02*.

Charbonnier (2010) *De la recherche de matière noire à l’émission diffuse de rayons γ dans l’expérience HESS (LPNHE, Paris)*

J’avais encadré Aldée pour son stage de M2 (en 2007) au *LPNHE* sur la thématique des signaux γ issus des sous-structures de matière noire dans la Galaxie et leur détectabilité dans *HESS*. Pour des raisons personnelles, je ne souhaitais pas m’engager dans la direction de sa thèse. Cependant, par la force des choses, j’ai été amené à jouer un rôle fondamental dans son accomplissement (thèse dirigée par Jean-Paul Tavernet). Notant la difficulté à mener jusqu’au bout les études que nous souhaitions faire — à savoir la recherche de matière noire en γ — et en particulier notre manque d’expertise sur les aspects distribution de matière noire, j’ai noué une collaboration à l’*University of Leicester* (ou j’ai passé plusieurs mois) avec des experts des simulations numériques de matière noire (C. Power) et de la cinématique de la matière noire dans les galaxies naines sphéroïdales (M. Walker et M. Wilkinson). Sur place, j’ai collaboré activement avec C. Combet (post-doc à Leicester) qui a aussi beaucoup travaillé et aidé Aldée (qui a séjourné plusieurs fois à Leicester) à la fin de sa thèse. J’ai aussi pris soin d’organiser des ateliers (à Paris et à Leicester) pour permettre à Aldée (et moi-même) de nous retrouver dans un environnement collaboratif international. Le point culminant de ce travail est le code *CLUMPY* (§A.3) développé par Aldée, C. Combet et moi-même, qui a été rendu public fin 2011 (Charbonnier et al. 2012). Ce code a été en particulier utilisé pour ré-analyser les signaux issus des galaxies naines sphéroïdales classiques (Charbonnier et al. 2011). Après une année prise pour voyager à la fin de sa thèse, Aldée est aujourd’hui en post-doc au Brésil (partagé entre São Polo et Vitória).

Coste (2012) *Mesure et phénoménologie du RC avec l'expérience CREAM (LPSC, Grenoble)*

À mon arrivée au LPSC en 2010, j'ai co-encadré Benoît Coste (dirigé par Laurent Derome) dans la continuité du travail d'Antje Putze sur la phénoménologie du RC. Cette partie a constitué 1/3 de son travail de thèse (les 2/3 restant ont été constitués par l'analyse des données CREAM). En utilisant les outils mis au point par Antje, nous avons ré-analysé les isotopes légers du RC (^1H , ^2H , ^3He , ^4He). Il a fallu faire un gros travail bibliographique pour compiler les données existantes mais surtout pour compiler les sections efficaces de production de ces noyaux. Grâce à l'analyse MCMC, nous avons pu montrer que les isotopes ^2H et ^3He étaient compatibles et aussi contraignants que l'utilisation du rapport B/C utilisé dans ce genre d'analyse. Nous avons aussi souligné qu'à la précision avec laquelle les flux de protons et d'He allaient être reconstruits par AMS-02, il fallait (à basse énergie) tenir compte des protons et He produits par fragmentation des noyaux plus lourds du RC. Ce travail (Coste et al. 2012) est encore trop récent pour espérer mesurer son impact (quatre citations à ce jour), mais nul doute qu'avec les données à venir d'AMS-02, il servira de référence. Benoît a soutenu sa thèse en octobre 2012. Il n'a pas souhaité poursuivre dans la recherche et voyage pour l'instant autour du monde.

B.4 Réanimation scientifique

Avoir un large réseau de collaborateurs est devenu une nécessité dans un métier qui me semble s'être encore plus internationalisé ces dix dernières années. Avoir de bonnes relations et de la curiosité pour le travail de ses collègues, se tenir au courant de la littérature scientifique, participer à la vie du laboratoire, chercher activement des collaborations, sont parmi les piliers du travail de chercheur, et donc de la formation du thésard (avec bien sûr l'apprentissage des techniques liées à un sujet de recherche donné).

Je vais donc brièvement mettre en avant ci-après quelques moments forts d'activités qui m'ont permis de cristalliser et mener à bien des collaborations, m'appuyant sur divers programmes scientifiques⁵.

- Projet d'échange financé par le programme Européen EGIDE/Ulysses pour une collaboration Franco-Irlandaise IAP/DIAS en 2004 sur les noyaux extrêmement lourds du RC, qui a donné lieu à une publication (Combet et al. 2005).
- Projet dans le cadre du *France China Particle Physics Laboratory (FCPPL)*. Ce programme m'a permis de passer un mois à l'IHEP (Pékin) en 2006. C'est à cette occasion que j'ai proposé la collaboration (avec Julien Laval et un étudiant chinois et son superviseur) qui a donné lieu à l'étude Laval et al. (2008). Nous avons renouvelé le projet en 2008, passant trois semaines à l'IHEP. Mais ayant alors compris que notre collaborateur voyait en nous juste une commodité lui permettant de faire travailler ses étudiants et signer des papiers sans aucune implication, nous avons arrêté les frais là (nous avons rencontré d'autres chercheurs très sympathiques et beaucoup moins cyniques ceci dit !).

5. Plusieurs colloques et ateliers ne sont pas mentionnés dans cette liste, le rôle que j'y ai joué étant anecdotique. Je ne mentionne pas non plus toutes les demandes qui ont capoté (en particulier avec l'ANR), des tentatives de collaboration qui n'ont pas abouti (faute à un mauvais timing, ou à trop peu d'énergie dépensée pour arriver au point de viabilité du projet), mais il faut garder à l'esprit que celles-ci font partie du métier.

- Co-organisateur (avec Julien Laval et Alexandre Marcowith) de trois ateliers *Émissions diffuses* financés par le **GDR PCHE** : la première édition avait eu lieu en **novembre 2008 à Montpellier** (clé d'accès = GDRlpta), la seconde en **mai 2009 à Annecy** et la dernière de la série s'est tenue à **Orsay en juin 2010**. Durant ces ateliers, nous avons encouragé les étudiants en thèse à présenter leurs travaux et à nouer des contacts dans la communauté. Ces ateliers ont généralement été très appréciés en termes des formats et des contenus. C'est lors de ces ateliers que se sont nouées des collaborations et formés des projets, certains étant encore dans les cartons.
- Initiateur de deux ateliers *Dark Matter Targets* (**première édition au LPNHE en mars 2009**, seconde édition à **l'University of Leicester en mars 2010**). Ces ateliers, qui ont bénéficié d'un très léger soutien local pour un ou deux orateurs spécifiques, ont permis d'établir des contacts et de mettre en place la collaboration qui a débouché sur nos études des galaxies naines sphéroïdales (§2.2).
- Organisateur depuis deux ans dans le bassin Rhône-Alpin de réunions autour de la thématique du RC. La proximité géographique a permis de faire sans financement les quatre premières journées. Les présentations sont disponibles en ligne à partir des liens suivants (clé d'accès = dark) : **Usine 1 (02/12/2010)**, **Usine 2 (24/02/2011)**, **Usine 3 (22/06/2011)**, **Usine 4 (14/12/2011)**, **Usine 5 (03/09/2012)**. Cette dernière édition, co-organisée avec Julien Laval, a eu lieu à Montpellier (co-financement **CFP-Théorie** et **PNHE**).
- Initiateur de l'atelier *Nuclear physics for GCRs in the AMS-02 era* au **LPSC en Décembre 2012**, financé par le **PNHE** et le **CPTG**. Cet atelier a permis de nouer des contacts entre les communautés de l'astroparticule, de la physique nucléaire et autres sujets connexes. Suite à cet atelier, une collaboration sur les spectromètres à neutrons (développés par Guillaume Hubert de l'**ONERA**) pour le suivi de la modulation solaire dans les données AMS-02 a été initiée (un premier papier vient d'être soumis à Journal of Geophys. Research). Des collaborations sur des thématiques de physique nucléaire sont envisagées, mais elles sont au stade de la discussion exploratoire pour l'instant.

Je voudrais enfin mentionner quelques activités collaboratives menées au sein des laboratoires d'accueil :

- au **LPNHE** : participation à la coordination du rapport d'activité en 2008 et co-organisation des séminaires de 2007 à 2010 ;
- au **LPSC** : j'ai initié en 2011 un journal-club (semi)-hebdomadaire, je suis aussi membre du conseil scientifique du laboratoire depuis fin 2011.

Pour conclure, j'espère que cet appendice aura donné une image de dynamisme que je m'efforce d'insuffler à tout étudiant en formation par la recherche, sans oublier bien sûr la rigueur, le travail, et aussi le fun !

Bibliographie

- AARTSEN, ABBASI, ABDU, ET AL. Observation of Cosmic-Ray Anisotropy with the IceTop Air Shower Array. *ApJ* 765, 55 (2013).
- ABBASI, ABDU, ABU-ZAYYAD, ET AL. Measurement of the Anisotropy of Cosmic-ray Arrival Directions with IceCube. *ApJ* 718, L194–L198 (2010).
- ABBASI, ABDU, ABU-ZAYYAD, ET AL. Observation of Anisotropy in the Arrival Directions of Galactic Cosmic Rays at Multiple Angular Scales with IceCube. *ApJ* 740, 16 (2011).
- ABBASI, ABDU, ABU-ZAYYAD, ET AL. Observation of Anisotropy in the Galactic Cosmic-Ray Arrival Directions at 400 TeV with IceCube. *ApJ* 746, 33 (2012).
- ABDO, ALLEN, AUNE, ET AL. Discovery of Localized Regions of Excess 10-TeV Cosmic Rays. *Phys. Rev. Lett.* 101(22), 221101 (2008)a.
- ABDO, ALLEN, AUNE, ET AL. A Measurement of the Spatial Distribution of Diffuse TeV γ -ray Emission from the Galactic Plane with Milagro. *ApJ* 688, 1078–1083 (2008)b.
- ABDO, ACKERMANN, AJELLO, ET AL. Fermi Discovery of γ -ray Emission from NGC 1275. *ApJ* 699, 31–39 (2009)a.
- ABDO, ALLEN, AUNE, ET AL. The Large-Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro. *ApJ* 698, 2121–2130 (2009)b.
- ABE, FUKU, HAINO, ET AL. Search for Antihelium with the BESS-Polar Spectrometer. *Phys. Rev. Lett.* 108(13), 131301 (2012).
- ABRAHAM, ABREU, AGLIETTA, ET AL. Measurement of the energy spectrum of cosmic rays above 10^{18} eV using the Pierre Auger Observatory. *Phys. Lett. B* 685, 239–246 (2010).
- ABRAMOWSKI ET AL. H.E.S.S. constraints on dark matter annihilations towards the sculptor and carina dwarf galaxies. *Astropart. Phys.* 34, 608–616 (2011)a.
- ABRAMOWSKI ET AL. Search for a Dark Matter Annihilation Signal from the Galactic Center Halo with H.E.S.S. *Phys. Rev. Lett.* 106(16), 161301 (2011)b.
- ABRAMOWSKI ET AL. Search for Dark Matter Annihilation Signals from the Fornax Galaxy Cluster with H.E.S.S. *ApJ* 750, 123 (2012).
- ACKERMANN, AJELLO, ALLAFORT, ET AL. GeV γ -ray Flux Upper Limits from Clusters of Galaxies. *ApJ* 717, L71–L78 (2010)a.

- ACKERMANN, AJELLO, ATWOOD, ET AL. Searches for cosmic-ray electron anisotropies with the Fermi Large Area Telescope. *Phys. Rev. D* 82(9), 092003 (2010)b.
- ACKERMANN, AJELLO, ATWOOD, ET AL. Fermi-LAT Observations of the Diffuse γ -ray Emission: Implications for Cosmic Rays and the Interstellar Medium. *ApJ* 750, 3 (2012)a.
- ACKERMANN, AJELLO, ATWOOD, ET AL. Constraints on the Galactic Halo Dark Matter from Fermi-LAT Diffuse Measurements. *ApJ* 761, 91 (2012)b.
- ACKERMANN ET AL. Constraints on dark matter annihilation in clusters of galaxies with the Fermi large area telescope. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 5, 25 (2010)c.
- ACKERMANN ET AL. Constraining Dark Matter Models from a Combined Analysis of Milky Way Satellites with the Fermi-LAT. *Phys. Rev. Lett.* 107(24), 241302 (2011).
- ADRIANI, BARBARINO, BAZILEVSKAYA, ET AL. An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1.5-100 GeV. *Nature* 458, 607–609 (2009).
- AGLIETTA, ALEKSEENKO, ALESSANDRO, ET AL. Evolution of the Cosmic-Ray Anisotropy Above 10^{14} eV. *ApJ* 692, L130–L133 (2009).
- AGRINIER, KOECHLIN, PARLIER, ET AL. The flux and East-West asymmetry of primary electrons at a geomagnetic rigidity cut-off of about 4.5 GV. Vol. 1 of *ICRC* p. 331 (1965).
- AGUILAR, SAMARAI, ALBERT, ET AL. Search for a diffuse flux of high-energy ν with the ANTARES neutrino telescope. *Phys. Lett. B* 696, 16–22 (2011)a.
- AGUILAR, ALCARAZ, ALLABY, ET AL. Isotopic Composition of Light Nuclei in Cosmic Rays: Results from AMS-01. *ApJ* 736, 105 (2011)b.
- AGUILAR, ALBERTI, ALPAT, ET AL. First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station: Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV. *Phys. Rev. Lett.* 110(14), 141102 (2013).
- AHARONIAN, AKHPERJANIAN, ANTON, ET AL. Very high energy gamma-ray observations of the galaxy clusters Abell 496 and Abell 85 with HESS. *A&A* 495, 27–35 (2009)a.
- AHARONIAN, AKHPERJANIAN, ANTON, ET AL. Constraints on the multi-TeV particle population in the Coma galaxy cluster with HESS observations. *A&A* 502, 437–443 (2009)b.
- AHARONIAN, KHANGULYAN, ET MALYSHEV. Cold ultrarelativistic pulsar winds as potential sources of galactic gamma-ray lines above 100 GeV. *A&A* 547, A114 (2012).
- AHARONIAN ET AL. Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A*. *A&A* 425, L13–L17 (2004).
- AHLEN, GREENE, LOOMBA, ET AL. Measurement of the Isotopic Composition of Cosmic-Ray Helium, Lithium, Beryllium, and Boron up to 1700 MeV/amu. *ApJ* 534, 757–769 (2000).
- ALANKO-HUOTARI, USOSKIN, MURSULA, ET KOVALTSOV. Stochastic simulation of cosmic ray modulation including a wavy heliospheric current sheet. *J. Geophys. Res.* 112, A08101 (2007).

- ALEKSEENKO, DZHAPPUEV, KUDZHAEV, ET AL. Sidereal anisotropy of cosmic rays at 10-100TeV energy range. *J. Phys. Conf. Series* 409(1), 012051 (2013).
- ALEKSIĆ, ANTONELLI, ANTORANZ, ET AL. MAGIC γ -ray Telescope Observation of the Perseus Cluster of Galaxies: Implications for Cosmic Rays, Dark Matter, and NGC 1275. *ApJ* 710, 634–647 (2010).
- ALEKSIĆ, ALVAREZ, ANTONELLI, ET AL. Detection of very-high energy γ -ray emission from NGC 1275 by the MAGIC telescopes. *A&A* 539, L2 (2012).
- AMENOMORI, AYABE, CUI, ET AL. Large-Scale Sidereal Anisotropy of Galactic Cosmic-Ray Intensity Observed by the Tibet Air Shower Array. *ApJ* 626, L29–L32 (2005).
- AMENOMORI, AYABE, BI, ET AL. Anisotropy and Corotation of Galactic Cosmic Rays. *Science* 314, 439–443 (2006).
- AMENOMORI, BI, CHEN, ET AL. On Temporal Variations of the Multi-TeV Cosmic-Ray Anisotropy Using the Tibet III Air Shower Array. *ApJ* 711, 119–124 (2010).
- AMENOMORI, BI, CHEN, ET AL. Is the large-scale sidereal anisotropy of the galactic cosmic-ray intensity really instable at TeV energies? *Astropart. Phys.* 36, 237–241 (2012).
- ANDERSON. The Positive Electron. *Phys. Rev.* 43, 491–494 (1933)a.
- ANDERSON. Cosmic-Ray Positive and Negative Electrons. *Phys. Rev.* 44, 406–416 (1933)b.
- ANDERSON ET NEDDERMEYER. Cloud Chamber Observations of Cosmic Rays at 4300 Meters Elevation and Near Sea-Level. *Phys. Rev.* 50, 263–271 (1936).
- ANDO ET NAGAI. Fermi-LAT constraints on dark matter annihilation cross section from observations of the Fornax cluster. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 7, 017 (2012).
- ARAMAKI, CHAN, HAILEY, ET AL. Development of large format Si(Li) detectors for the GAPS dark matter experiment. *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 682, 90–96 (2012).
- ARRUDA, BARÃO, ET PEREIRA. Particle identification with the AMS-02 RICH detector: D/p and anti-D/anti-p separation. *ArXiv:0801.3243* (2008).
- ATTIÉ. Détermination de la réponse instrumentale du spectromètre INTEGRAL/SPI et application à l’observation des raies gamma de la région des Voiles. *Thèse de doctorat* Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2005).
- AUGER, EHRENFEST, MAZE, DAUDIN, ET FRÉON. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Rev. Mod. Phys.* 11, 288–291 (1939).
- BADHWAR ET DANIEL. Some Remarks concerning the Energy Dependence of the Intensities of Nuclei of ^3He , Li, Be and B in the Galactic Cosmic Radiation. *Prog. Theor. Phys.* 30, 615–626 (1963).
- BARRAU, BOUDOUL, DONATO, ET AL. Antiprotons from primordial black holes. *A&A* 388, 676–687 (2002).

- BARRAU, BOUDOUL, DONATO, ET AL. Antideuterons as a probe of primordial black holes. *A&A* 398, 403–410 (2003).
- BARRAU, SALATI, SERVANT, ET AL. Kaluza-Klein dark matter and galactic antiprotons. *Phys. Rev. D* 72(6), 063507 (2005).
- BARWICK, BEATTY, BHATTACHARYYA, ET AL. Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 1 to 50 GeV. *ApJ* 482, L191 (1997).
- BEATTY. The isotopes of hydrogen and helium in the Galactic cosmic radiation - Their source abundances and interstellar propagation. *ApJ* 311, 425–436 (1986).
- BELL. The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *MNRAS* 182, 147–156 (1978).
- BELL ET LUCEK. Cosmic ray acceleration to very high energy through the non-linear amplification by cosmic rays of the seed magnetic field. *MNRAS* 321, 433–438 (2001).
- BEREZINSKII, BULANOV, DOGIEL, ET PTUSKIN. Astrophysics of cosmic rays. Amsterdam: North-Holland, edited by Ginzburg, V.L. (1990).
- BERGSTRÖM ET ULLIO. Full one-loop calculation of neutralino annihilation into two photons. *Nucl. Phys. B* 504, 27–44 (1997).
- BERGSTRÖM, ULLIO, ET BUCKLEY. Observability of γ -rays from dark matter neutralino annihilations in the Milky Way halo. *Astropart. Phys.* 9, 137–162 (1998).
- BERINGER, ARGUIN, BARNETT, ET AL. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* 86(1), 010001 (2012).
- BERTONE, HOOPER, ET SILK. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Phys. Rep.* 405, 279–390 (2005).
- BHADRA. Contribution of a nearby pulsar to cosmic rays observed at Earth. *Astropart. Phys.* 25, 226–232 (2006).
- BINNEY ET TREMAINE. Galactic Dynamics: Second Edition. Princeton University Press (2008).
- BLANDFORD ET OSTRICKER. Particle acceleration by astrophysical shocks. *ApJ* 221, L29–L32 (1978).
- BLANFORD, FRIEDLANDER, KLARMANN, ET AL. Observation of Trans-Iron Nuclei in the Primary Cosmic Radiation. *Phys. Rev. Lett.* 23, 338–342 (1969).
- BOGOMOLOV, LUBYANAYA, ROMANOV, STEPANOV, ET SHULAKOVA. A Stratospheric Magnetic Spectrometer Investigation of the Singly Charged Component Spectra and Composition of the Primary and Secondary Cosmic Radiation. Vol. 1 of *ICRC* p. 330 (1979).
- BOND, COLE, EFSTATHIOU, ET KAISER. Excursion set mass functions for hierarchical Gaussian fluctuations. *ApJ* 379, 440–460 (1991).
- BRINGMANN. Particle models and the small-scale structure of dark matter. *New J. Phys.* 11 (10), 105027 (2009).

- BRINGMANN, BERGSTRÖM, ET EDSJÖ. New γ -ray contributions to supersymmetric dark matter annihilation. *J. High Energy Phys.* 1, 49 (2008).
- BRINGMANN, DORO, ET FORNASA. Dark matter signals from Draco and Willman 1: prospects for MAGIC II and CTA. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 1, 16 (2009).
- BRINGMANN, CALORE, VERTONGEN, ET WENIGER. Relevance of sharp γ -ray features for indirect dark matter searches. *Phys. Rev. D* 84(10), 103525 (2011).
- BULLOCK, KOLATT, SIGAD, ET AL. Profiles of dark haloes: evolution, scatter and environment. *MNRAS* 321, 559–575 (2001).
- BUOTE, GASTALDELLO, HUMPHREY, ET AL. The X-ray Concentration-Virial Mass Relation. *ApJ* 664, 123–134 (2007).
- BURBIDGE, BURBIDGE, FOWLER, ET HOYLE. Synthesis of the Elements in Stars. *Rev. Mod. Phys.* 29, 547–650 (1957).
- CASSAM-CHENAÏ, HUGHES, REYNOSO, BADENES, ET MOFFETT. Morphological Evidence for Azimuthal Variations of the Cosmic-Ray Ion Acceleration at the Blast Wave of SN 1006. *ApJ* 680, 1180–1197 (2008).
- CASSE, LEMOINE, ET PELLETIER. Transport of cosmic rays in chaotic magnetic fields. *Phys. Rev. D* 65(2), 023002 (2002).
- CHANDRASEKHAR. Stochastic Problems in Physics and Astronomy. *Rev. Mod. Phys.* 15, 1–89 (1943).
- CHARBONNIER. De la recherche de matière noire à l’émission diffuse de rayons γ dans l’expérience H.E.S.S. *Thèse de doctorat* Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (2010).
- CHARBONNIER, COMBET, DANIEL, ET AL. Dark matter profiles and annihilation in dwarf spheroidal galaxies: perspectives for present and future γ -ray observatories - I. The classical dwarf spheroidal galaxies. *MNRAS* 418, 1526–1556 (2011).
- CHARBONNIER, COMBET, ET MAURIN. CLUMPY: A code for γ -ray signals from dark matter structures. *Comput. Phys. Commun.* 183, 656–668 (2012).
- CHARDONNET, ORLOFF, ET SALATI. Production of anti-matter in our galaxy. *Phys. Lett. B* 409, 313–320 (1997).
- CHEMIN, DE BLOK, ET MAMON. Improved Modeling of the Mass Distribution of Disk Galaxies by the Einasto Halo Model. *AJ* 142, 109 (2011).
- CHEN, REIPRICH, BÖHRINGER, IKEBE, ET ZHANG. Statistics of X-ray observables for the cooling-core and non-cooling core galaxy clusters. *A&A* 466, 805–812 (2007).
- CHOUTKO ET GIOVACCHINI. Cosmic-Rays Antideuteron Sensitivity for AMS-02 Experiment. Vol. 4 of *ICRC* p. 765–768 (2008).

- CHRISTENSEN, MEYER, KNOX, ET LUEY. Bayesian methods for cosmological parameter estimation from cosmic microwave background measurements. *Classical Quant. Grav.* 18, 2677–2688 (2001).
- CLEM ET EVENSON. Positron Abundance in Galactic Cosmic Rays. *ApJ* 568, 216–219 (2002).
- CLEM, CLEMENTS, ESPOSITO, ET AL. Solar Modulation of Cosmic Electrons. *ApJ* 464, 507 (1996).
- COLAFRANCESCO, PROFUMO, ET ULLIO. Multi-frequency analysis of neutralino dark matter annihilations in the Coma cluster. *A&A* 455, 21–43 (2006).
- COMBET. Étude analytique et numérique des flots autour des étoiles jeunes. *Thèse de doctorat* Université Paris Sud - Paris XI (2006).
- COMBET, MAURIN, DONNELLY, O’C. DRURY, ET VANGIONI-FLAM. Spallation-dominated propagation of heavy cosmic rays and the Local Interstellar Medium (LISM). *A&A* 435, 151–160 (2005).
- COMBET, MAURIN, NEZRI, ET AL. Decaying dark matter: Stacking analysis of galaxy clusters to improve on current limits. *Phys. Rev. D* 85(6), 063517 (2012).
- COSTE. Mesure et phénoménologie du rayonnement cosmique avec l’expérience CREAM. *Thèse de doctorat* Université Joseph-Fourier - Grenoble I (2012).
- COSTE, DEROME, MAURIN, ET PUTZE. Constraining Galactic cosmic-ray parameters with $Z \leq 2$ nuclei. *A&A* 539, A88 (2012).
- CUESTA, JELTEMA, ZANDANEL, ET AL. Dark Matter Decay and Annihilation in the Local Universe: Clues from Fermi. *ApJ* 726, L6 (2011).
- CUESTA, JELTEMA, ZANDANEL, ET AL. Erratum: “Dark Matter Decay and Annihilation in the Local Universe: Clues from Fermi”. *ApJ* 745, L35 (2012).
- CUMBERBATCH ET SILK. Local dark matter clumps and the positron excess. *MNRAS* 374, 455–465 (2007).
- DANIEL ET STEPHENS. The electron component of the primary cosmic radiation at energies > 15 GeV. Vol. 1 of *ICRC* p. 335 (1965).
- DE NOLFO, BARBIER, CHRISTIAN, ET AL. A measurement of cosmic ray deuterium from 0.5-2.9 GeV/nucleon. Vol. 528 of *Am. Inst. Phys. Conf. Series* p. 425–428 (2000).
- DE SHONG, HILDEBRAND, ET MEYER. Ratio of Electrons to Positrons in the Primary Cosmic Radiation. *Phys. Rev. Lett.* 12, 3–6 (1964).
- DEHNEN. A Family of Potential-Density Pairs for Spherical Galaxies and Bulges. *MNRAS* 265, 250 (1993).
- DELAHAYE, LINEROS, DONATO, FORNENGO, ET SALATI. Positrons from dark matter annihilation in the galactic halo: Theoretical uncertainties. *Phys. Rev. D* 77(6), 063527 (2008).

- DI BERNARDO, EVOLI, GAGGERO, ET AL. Implications of the cosmic ray electron spectrum and anisotropy measured with Fermi-LAT. *Astropart. Phys.* 34, 528–538 (2011).
- DOLAG, BARTELMANN, PERROTTA, ET AL. Numerical study of halo concentrations in dark-energy cosmologies. *A&A* 416, 853–864 (2004).
- DONATO, FORNENGO, ET SALATI. Antideuterons as a signature of supersymmetric dark matter. *Phys. Rev. D* 62(4), 043003 (2000).
- DONATO, MAURIN, SALATI, ET AL. Antiprotons from Spallations of Cosmic Rays on Interstellar Matter. *ApJ* 563, 172–184 (2001).
- DONATO, MAURIN, ET TAILLET. β -radioactive cosmic rays in a diffusion model: Test for a local bubble? *A&A* 381, 539–559 (2002).
- DONATO, FORNENGO, MAURIN, SALATI, ET TAILLET. Antiprotons in cosmic rays from neutralino annihilation. *Phys. Rev. D* 69(6), 063501 (2004).
- DONATO, FORNENGO, ET MAURIN. Antideuteron fluxes from dark matter annihilation in diffusion models. *Phys. Rev. D* 78(4), 043506 (2008).
- DONATO, MAURIN, BRUN, DELAHAYE, ET SALATI. Constraints on WIMP Dark Matter from the High Energy PAMELA \bar{p}/p Data. *Phys. Rev. Lett.* 102(7), 071301 (2009).
- DUFFY, SCHAYE, KAY, ET DALLA VECCHIA. Dark matter halo concentrations in the Wilkinson Microwave Anisotropy Probe year 5 cosmology. *MNRAS* 390, L64–L68 (2008).
- DUNKLEY, BUCHER, FERREIRA, MOODLEY, ET SKORDIS. Fast and reliable Markov chain Monte Carlo technique for cosmological parameter estimation. *MNRAS* 356, 925–936 (2005).
- DUPERRAY. Production et propagation de noyaux légers d’antimatière dans la Galaxie. *Thèse de doctorat* Université Joseph-Fourier - Grenoble I (2004).
- DUPERRAY, BARET, MAURIN, ET AL. Flux of light antimatter nuclei near Earth, induced by cosmic rays in the Galaxy and in the atmosphere. *Phys. Rev. D* 71(8), 083013 (2005).
- EARL. Cloud-Chamber Observations of Primary Cosmic-Ray Electrons. *Phys. Rev. Lett.* 6, 125–128 (1961).
- EFFENBERGER, FICHTNER, SCHERER, ET BÜSCHING. Anisotropic diffusion of Galactic cosmic ray protons and their steady-state azimuthal distribution. *A&A* 547, A120 (2012).
- EKE, NAVARRO, ET STEINMETZ. The Power Spectrum Dependence of Dark Matter Halo Concentrations. *ApJ* 554, 114–125 (2001).
- ELLISON. Spectral Differences in Cosmic-Ray Ions: Predictions From Non-Linear Shock Acceleration. Vol. 2 of *ICRC* p. 219 (1993).
- ENGELMANN, FERRANDO, SOUTOUL, GORET, ET JULIUSSON. Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to Ni - Results from HEAO3-C2. *A&A* 233, 96–111 (1990).

- ENSSLIN, PFROMMER, MINIATI, ET SUBRAMANIAN. Cosmic-ray transport in galaxy clusters: implications for radio halos, γ -ray signatures, and cool core heating. *A&A* 527, A99 (2011).
- ETTORI, GASTALDELLO, LECCARDI, ET AL. Mass profiles and c-M relation in X-ray luminous galaxy clusters. *A&A* 524, A68 (2010).
- ETTORI, GASTALDELLO, LECCARDI, ET AL. Mass profiles and c - M_{DM} relation in X-ray luminous galaxy clusters (Corrigendum). *A&A* 526, C1 (2011).
- EVANS, FERRER, ET SARKAR. A 'Baedeker' for the dark matter annihilation signal. *Phys. Rev. D* 69, 123501 (2004).
- EVOLI, GAGGERO, GRASSO, ET MACCIONE. Cosmic-ray nuclei, antiprotons and γ -rays in the Galaxy: a new diffusion model. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 10, 018 (2008).
- FARAHAT, ZHANG, RASSOUL, ET CONNELL. Cosmic-Ray Transport and Production in the Galaxy: A Stochastic Propagation Simulation Approach. *ApJ* 681, 1334–1340 (2008).
- FERMI. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Phys. Rev.* 75, 1169–1174 (1949).
- FERMI. Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation. *ApJ* 119, 1 (1954).
- FORNENGO, PIERI, ET SCOPEL. Neutralino annihilation into γ -rays in the Milky Way and in external galaxies. *Phys. Rev. D* 70(10), 103529 (2004).
- FOWLER, ADAMS, COWEN, ET KIDD. The Charge Spectrum of Very Heavy Cosmic-Ray Nuclei. *Proc. R. Soc. A* 301, 39–45 (1967).
- FOWLER, CLAPHAM, COWEN, KIDD, ET MOSES. The Charge Spectrum of Very Heavy Cosmic-Ray Nuclei. *Proc. R. Soc. A* 318, 1–43 (1970).
- FREIER, LOFGREN, NEY, ET OPPENHEIMER. The Heavy Component of Primary Cosmic Rays. *Phys. Rev.* 74, 1818–1827 (1948)a.
- FREIER, LOFGREN, NEY, ET AL. Evidence for Heavy Nuclei in the Primary Cosmic Radiation. *Phys. Rev.* 74, 213–217 (1948)b.
- FUKE, MAENO, ABE, ET AL. Search for Cosmic-Ray Antideuterons. *Phys. Rev. Lett.* 95(8), 081101 (2005).
- GAO, NAVARRO, COLE, ET AL. The redshift dependence of the structure of massive Λ cold dark matter haloes. *MNRAS* 387, 536–544 (2008).
- GAO, FRENK, BOYLAN-KOLCHIN, ET AL. The statistics of the subhalo abundance of dark matter haloes. *MNRAS* 410, 2309–2314 (2011).
- GAO, FRENK, JENKINS, SPRINGEL, ET WHITE. Where will supersymmetric dark matter first be seen? *MNRAS* 419, 1721–1726 (2012)a.
- GAO, NAVARRO, FRENK, ET AL. The Phoenix Project: the dark side of rich Galaxy clusters. *MNRAS* 425, 2169–2186 (2012)b.

- GIACALONE ET JOKIPII. The Transport of Cosmic Rays across a Turbulent Magnetic Field. *ApJ* 520, 204–214 (1999).
- GINZBURG ET PTUSKIN. On the origin of cosmic rays: Some problems in high-energy astrophysics. *Rev. Mod. Phys.* 48, 161–189 (1976).
- GINZBURG ET SYROVATSKII. The Origin of Cosmic Rays. New York: Macmillan (1964).
- GINZBURG, GETMANTSEV, ET FRADKIN. On the Electrons in the Composition of Primary Cosmic Rays. p. 149–190 (1954).
- GIACOLI, TORMEN, SHETH, ET VAN DEN BOSCH. The substructure hierarchy in dark matter haloes. *MNRAS* 404, 502–517 (2010).
- GIACOLI, TORMEN, ET SHETH. Formation times, mass growth histories and concentrations of dark matter haloes. *MNRAS* 422, 185–198 (2012).
- GLEESON ET AXFORD. Cosmic Rays in the Interplanetary Medium. *ApJ* 149, L115 (1967).
- GLEESON ET AXFORD. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *ApJ* 154, 1011 (1968).
- GOLDEN, HORAN, MAUGER, ET AL. Evidence for the existence of cosmic-ray antiprotons. *Phys. Rev. Lett.* 43, 1196–1199 (1979).
- GONDOLO, HISANO, ET KADOTA. The effect of quark interactions on dark matter kinetic decoupling and the mass of the smallest dark halos. *Phys. Rev. D* 86(8), 083523 (2012).
- GREEN, HOFMANN, ET SCHWARZ. The first WIMPy halos. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 8, 3 (2005).
- GUILLIAN, HOSAKA, ISHIHARA, ET AL. Observation of the anisotropy of 10TeV primary cosmic ray nuclei flux with the Super-Kamiokande-I detector. *Phys. Rev. D* 75(6), 062003 (2007).
- GUNN, LEE, LERCHE, SCHRAMM, ET STEIGMAN. Some astrophysical consequences of the existence of a heavy stable neutral lepton. *ApJ* 223, 1015–1031 (1978).
- HAMADACHE, CORDIER, SIZUN, SCHANNE, ET MAURIN. Search for γ -ray Emission from $^{12}\text{C}^*$ and $^{16}\text{O}^*$ Decays in the Galaxy with INTEGRAL/SPI. Vol. 622 of *ESA Special Publication* p. 109 (2007).
- HAN, FRENK, EKE, ET AL. Constraining extended γ -ray emission from galaxy clusters. *MNRAS* 427, 1651–1665 (2012).
- HAN. Magnetic Fields in Our Galaxy: How much do we know? III. Progress in the Last Decade. *Chinese J. Astron. Astrophys.* 6(2), 020000–217 (2006).
- HARTMAN, MEYER, ET HILDEBRAND. Observation of the Cosmic-Ray Electron-Positron Ratio from 100 Mev to 3 bev in 1964. *J. Geophys. Res.* 70, 2713–2715 (1965).
- HERNQUIST. An analytical model for spherical galaxies and bulges. *ApJ* 356, 359–364 (1990).
- HINTON ET HOFMANN. TeV Astronomy. *ARA&A* 47, 523–565 (2009).

- HISANO, MATSUMOTO, ET NOJIRI. Explosive Dark Matter Annihilation. *Phys. Rev. Lett.* 92(3), 031303 (2004).
- HISANO, MATSUMOTO, NOJIRI, ET SAITO. Nonperturbative effect on dark matter annihilation and γ -ray signature from the galactic center. *Phys. Rev. D* 71(6), 063528 (2005).
- HOYLE. On Nuclear Reactions Occuring in Very Hot STARS.I. the Synthesis of Elements from Carbon to Nickel. *ApJS* 1, 121 (1954).
- HUANG, VERTONGEN, ET WENIGER. Probing dark matter decay and annihilation with Fermi LAT observations of nearby galaxy clusters. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 1, 42 (2012).
- ICECUBE COLLABORATION, ABBASI, ABDU, ET AL. Searches for High-energy Neutrino Emission in the Galaxy with the Combined ICECUBE-AMANDA Detector. *ApJ* 763, 33 (2013).
- JACOBS. Stochastic processes for physicists: understanding noisy systems. Cambridge Univ. Press New York, NY (2010).
- JELTEMA ET PROFUMO. Implications of Fermi Observations For Hadronic Models of Radio Halos in Clusters of Galaxies. *ApJ* 728, 53 (2011).
- JELTEMA, KEHAYIAS, ET PROFUMO. γ -rays from clusters and groups of galaxies: Cosmic rays versus dark matter. *Phys. Rev. D* 80(2), 023005 (2009).
- JOKIPII. Cosmic-Ray Propagation. I. Charged Particles in a Random Magnetic Field. *ApJ* 146, 480 (1966).
- JONES, LUKASIAK, PTUSKIN, ET WEBBER. The Modified Weighted Slab Technique: Models and Results. *ApJ* 547, 264–271 (2001).
- JUNGMAN, KAMIONKOWSKI, ET GRIEST. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rep.* 267, 195–373 (1996).
- KARAPETYAN. Investigation of cosmic ray anisotropy based on Tsumeb neutron monitor data. *Astropart. Phys.* 33, 146–150 (2010).
- KING. The structure of star clusters. I. an empirical density law. *AJ* 67, 471 (1962).
- KIRALY, SZABELSKI, WDOWCZYK, ET WOLFENDALE. Antiprotons in the cosmic radiation. *Nature* 293, 120–122 (1981).
- KIUCHI, MORI, BICKNELL, ET AL. CANGAROO-III Search for TeV γ -rays from Two Clusters of Galaxies. *ApJ* 704, 240–246 (2009).
- KLYPIN, TRUJILLO-GOMEZ, ET PRIMACK. Dark Matter Halos in the Standard Cosmological Model: Results from the Bolshoi Simulation. *ApJ* 740, 102 (2011).
- KOPP, BÜSCHING, STRAUSS, ET POTGIETER. A stochastic differential equation code for multidimensional Fokker-Planck type problems. *Comput. Phys. Commun.* 183, 530–542 (2012).
- KRAUSE, TANAKA, USUDA, ET AL. Tycho Brahe’s 1572 supernova as a standard typeIa as revealed by its light-echo spectrum. *Nature* 456, 617–619 (2008).

- KRAUSHAAR, CLARK, GARMIRE, ET AL. High-Energy Cosmic γ -ray Observations from the OSO-3 Satellite. *ApJ* 177, 341 (1972).
- KRYMSKII. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Akademiia Nauk SSSR Doklady* 234, 1306–1308 (1977).
- L3 COLLABORATION, ACHARD, ADRIANI, ET AL. Study of the solar anisotropy of cosmic ray primaries of about 200 GeV energy with the L3+C muon detector. *A&A* 488, 1093–1100 (2008).
- LAKE. Detectability of γ -rays from clumps of dark matter. *Nature* 346, 39 (1990).
- LALLEMENT, WELSH, VERGELY, CRIFO, ET SFEIR. 3D mapping of the dense interstellar gas around the Local Bubble. *A&A* 411, 447–464 (2003).
- LATTES, MUIRHEAD, OCCHIALINI, ET POWELL. Processes Involving Charged Mesons. *Nature* 159, 694–697 (1947).
- LAVALLE ET SALATI. Dark matter indirect signatures. *CR Phy.* 13, 740–782 (2012).
- LAVALLE, POCHON, SALATI, ET TAILLET. Clumpiness of dark matter and the positron annihilation signal. *A&A* 462, 827–840 (2007).
- LAVALLE, YUAN, MAURIN, ET BI. Full calculation of clumpiness boost factors for antimatter cosmic rays in the light of Λ CDM N-body simulation results. Abandoning hope in clumpiness enhancement? *A&A* 479, 427–452 (2008).
- LERCHE. Unstable Magnetosonic Waves in a Relativistic Plasma. *ApJ* 147, 689 (1967).
- LEWIS ET BRIDLE. Cosmological parameters from CMB and other data: A Monte Carlo approach. *Phys. Rev. D* 66(10), 103511 (2002).
- LIMOUSIN, RICHARD, JULLO, ET AL. Combining Strong and Weak Gravitational Lensing in Abell 1689. *ApJ* 668, 643–666 (2007).
- LINDEN ET PROFUMO. Probing the Pulsar Origin of the Anomalous Positron Fraction with AMS-02 and Atmospheric Cherenkov Telescopes. *ApJ* 772, 18 (2013).
- LIONETTO, MORSELLI, ET ZDRAVKOVIC. Uncertainties of cosmic ray spectra and detectability of antiproton mSUGRA contributions with PAMELA. *J. Cosmology Astropart. Phys.* 9, 10 (2005).
- LUCEK ET BELL. Non-linear amplification of a magnetic field driven by cosmic ray streaming. *MNRAS* 314, 65–74 (2000).
- MACCIÒ, DUTTON, ET VAN DEN BOSCH. Concentration, spin and shape of dark matter haloes as a function of the cosmological model: WMAP1, WMAP3 and WMAP5 results. *MNRAS* 391, 1940–1954 (2008).
- MACCIONE. Low Energy Cosmic-Ray Positron Fraction Explained by Charge-Sign Dependent Solar Modulation. *Phys. Rev. Lett.* 110(8), 081101 (2013).

- MACE, MATTHAEUS, ET BIEBER. Numerical Investigation of Perpendicular Diffusion of Charged Test Particles in Weak Magnetostatic Slab Turbulence. *ApJ* 538, 192–202 (2000).
- MAMON ET ŁOKAS. Dark matter in elliptical galaxies - II. Estimating the mass within the virial radius. *MNRAS* 363, 705–722 (2005).
- MANNHEIM ET SCHLICKEISER. Interactions of cosmic ray nuclei. *A&A* 286, 983–996 (1994).
- MARKEVITCH ET VIKHLININ. Shocks and cold fronts in galaxy clusters. *Phys. Rep.* 443, 1–53 (2007).
- MARTIZZI, TEYSSIER, MOORE, ET WENTZ. The effects of baryon physics, black holes and active galactic nucleus feedback on the mass distribution in clusters of galaxies. *MNRAS* 422, 3081–3091 (2012).
- MATEO. Dwarf Galaxies of the Local Group. *ARA&A* 36, 435–506 (1998).
- MAURIN. Propagation des rayons cosmiques dans un modèle de diffusion : une nouvelle estimation des paramètres de diffusion et du flux d’antiprotons secondaires. *Thèse de doctorat* Université de Savoie (2001).
- MAURIN. USINE: a new public cosmic ray propagation code Basic phenomenology, sample results, and a bit of USINE. p. 420–434 (2011).
- MAURIN ET TAILLET. Spatial origin of Galactic cosmic rays in diffusion models. II. Exotic primary cosmic rays. *A&A* 404, 949–958 (2003).
- MAURIN, DONATO, TAILLET, ET SALATI. Cosmic Rays below $Z = 30$ in a Diffusion Model: New Constraints on Propagation Parameters. *ApJ* 555, 585–596 (2001).
- MAURIN, TAILLET, ET DONATO. New results on source and diffusion spectral features of Galactic cosmic rays: I B/C ratio. *A&A* 394, 1039–1056 (2002)a.
- MAURIN, TAILLET, DONATO, ET AL. Galactic Cosmic-Ray Nuclei as a Tool for Astropart. Phys.. *astro-ph/0212111* (2002)b.
- MAURIN, CASSÉ, ET VANGIONI-FLAM. Heavy nuclei enrichment of the galactic cosmic rays at high energy: astrophysical interpretation. *Astropart. Phys.* 18, 471–486 (2003).
- MAURIN, SCHANNE, SIZUN, ET AL. Search for ^{26}Al Emission in the Vela Region with INTEGRAL/SPI. Vol. 552 of *ESA Special Publication* p. 107 (2004).
- MAURIN, TAILLET, ET COMBET. Transport of exotic anti-nuclei: II- Antiproton and Antideuteron astrophysical uncertainties. *astro-ph/0612714* (2006).
- MAURIN, PUTZE, ET DEROME. Systematic uncertainties on the cosmic-ray transport parameters. Is it possible to reconcile B/C data with $\delta = 1/3$ or $\delta = 1/2$? *A&A* 516, A67 (2010).
- MAURIN, COMBET, NEZRI, ET POINTECOUTEAU. Disentangling cosmic-ray and dark-matter induced γ -rays in galaxy clusters. *A&A* 547, A16 (2012).
- MAURIN, MELOT, ET TAILLET. A database of charged cosmic rays. *ArXiv:1302.5525* (2013).

- McNAMARA ET NULSEN. Heating Hot Atmospheres with Active Galactic Nuclei. *ARA&A* 45, 117–175 (2007).
- MENN, HOF, REIMER, ET AL. The Absolute Flux of Protons and Helium at the Top of the Atmosphere Using IMAX. *ApJ* 533, 281–297 (2000).
- MERRITT, GRAHAM, MOORE, DIEMAND, ET TERZIĆ. Empirical Models for Dark Matter Halos. I. Nonparametric Construction of Density Profiles and Comparison with Parametric Models. *AJ* 132, 2685–2700 (2006).
- MEWALDT, STONE, ET VOGT. The isotopic composition of hydrogen and helium in low-energy cosmic rays. *ApJ* 206, 616–621 (1976).
- MEYER. Deuterons and ^3He formation and destruction in proton induced spallation of light nuclei ($Z \leq 8$). *A&AS* 7, 417 (1972).
- MEYER ET VOGT. Electrons in the Primary Cosmic Radiation. *Phys. Rev. Lett.* 6, 193–196 (1961).
- MINNIE, BIEBER, MATTHAEUS, ET BURGER. On the Ability of Different Diffusion Theories to Account for Directly Simulated Diffusion Coefficients. *ApJ* 663, 1049–1054 (2007).
- MITLER. Cosmic-ray production of ^2H , ^3He , Li, Be, and B in the Galaxy. *Ap&SS* 17, 186–218 (1972).
- MOCCHIUTTI ET WIZARD/CAPRICE COLLABORATION. Measurement of High Energy ^3He in Cosmic Rays by the CAPRICE98 Balloon Experiment. Vol. 4 of *ICRC* p. 1809 (2003).
- MORANDI ET LIMOUSIN. Triaxiality, principal axis orientation and non-thermal pressure in Abell 383. *MNRAS* 421, 3147–3158 (2012).
- MOSKALENKO, STRONG, MASHNIK, ET JONES. Propagation of Light Elements in the Galaxy. Vol. 4 of *ICRC* p. 1917 (2003).
- MOSKALENKO, STRONG, ET MASHNIK. Propagation of Cosmic Rays: Nuclear Physics in Cosmic-Ray Studies. Vol. 769 of *Am. Inst. Phys. Conf. Series* p. 1612–1617 (2005).
- MUÑOZ-CUARTAS, MACCIÒ, GOTTLÖBER, ET DUTTON. The redshift evolution of Λ cold dark matter halo parameters: concentration, spin and shape. *MNRAS* 411, 584–594 (2011).
- MUNAKATA, KIUCHI, YASUE, ET AL. Large-scale anisotropy of the cosmic-ray muon flux in Kamiokande. *Phys. Rev. D* 56, 23–26 (1997).
- MYERS, SEO, ABE, ET AL. Cosmic-Ray ^3He and ^4He Spectra from BESS 98. Vol. 4 of *ICRC* p. 1805 (2003).
- NAVARRO, HAYASHI, POWER, ET AL. The inner structure of ΛCDM haloes - III. Universality and asymptotic slopes. *MNRAS* 349, 1039–1051 (2004).
- NAVARRO, FRENK & WHITE. A Universal Density Profile from Hierarchical Clustering. *ApJ* 490, 493 (1997).

- NEDDERMEYER ET ANDERSON. Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.* 51, 884–886 (1937).
- NEDDERMEYER ET ANDERSON. Nature of Cosmic-Ray Particles. *Rev. Mod. Phys.* 11, 191–207 (1939).
- NETO, GAO, BETT, ET AL. The statistics of Λ CDM halo concentrations. *MNRAS* 381, 1450–1462 (2007).
- NEWMAN, TREU, ELLIS, ET SAND. The Dark Matter Distribution in A383: Evidence for a Shallow Density Cusp from Improved Lensing, Stellar Kinematic, and X-ray Data. *ApJ* 728, L39 (2011).
- NEZRI, WHITE, COMBET, ET AL. γ -rays from annihilating dark matter in galaxy clusters: stacking versus single source analysis. *MNRAS* 425, 477–489 (2012).
- OSBORNE ET PTUSKIN. Cosmic-Ray Reacceleration in the Interstellar Medium. *Soviet Ast. Lett.* 14, 132 (1988).
- O’SULLIVAN, PRICE, SHIRK, ET AL. High-Resolution Measurements of Slowing Cosmic Rays from Fe to U. *Phys. Rev. Lett.* 26, 463–466 (1971).
- PARKER. The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planet. Space Sci.* 13, 9 (1965).
- PASTOR MIRA, HILBERT, HARTLAP, ET SCHNEIDER. Probing the dark-matter halos of cluster galaxies with weak lensing. *A&A* 531, A169 (2011).
- PATO, PIERI, ET BERTONE. Multimessenger constraints on the annihilating dark matter interpretation of the positron excess. *Phys. Rev. D* 80(10), 103510 (2009).
- PERKINS, BADRAN, BLAYLOCK, ET AL. TeV γ -ray Observations of the Perseus and Abell 2029 Galaxy Clusters. *ApJ* 644, 148–154 (2006).
- PIERI, LAVALLE, BERTONE, ET BRANCHINI. Implications of high-resolution simulations on indirect dark matter searches. *Phys. Rev. D* 83(2), 023518 (2011).
- PIERRE AUGER COLLABORATION, ABREU, AGLIETTA, ET AL. Search for first harmonic modulation in the right ascension distribution of cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory. *Astropart. Phys.* 34, 627–639 (2011).
- PIERRE AUGER COLLABORATION, ABREU, AGLIETTA, ET AL. Large-scale Distribution of Arrival Directions of Cosmic Rays Detected Above 10^{18} eV at the Pierre Auger Observatory. *ApJS* 203, 34 (2012).
- PIERRE AUGER COLLABORATION, ABREU, AGLIETTA, ET AL. Constraints on the Origin of Cosmic Rays above 10^{18} eV from Large-scale Anisotropy Searches in Data of the Pierre Auger Observatory. *ApJ* 762, L13 (2013).
- PIFFARETTI, ARNAUD, PRATT, POINTECOUTEAU, ET MELIN. The MCXC: a meta-catalogue of x-ray detected clusters of galaxies. *A&A* 534, A109 (2011).

- PINZKE, PFROMMER, ET BERGSTRÖM. Prospects of detecting γ -ray emission from galaxy clusters: Cosmic rays and dark matter annihilations. *Phys. Rev. D* 84(12), 123509 (2011).
- PLANCK COLLABORATION, ADE, AGHANIM, ET AL. Planck 2013 results. XV. CMB power spectra and likelihood. *ArXiv:1303.5075* (2013).
- PLUMMER. On the problem of distribution in globular star clusters. *MNRAS* 71, 460–470 (1911).
- POINTECOUTEAU, ARNAUD, ET PRATT. The structural and scaling properties of nearby galaxy clusters. I. The universal mass profile. *A&A* 435, 1–7 (2005).
- PORTER, JOHNSON, ET GRAHAM. Dark Matter Searches with Astroparticle Data. *ARA&A* 49, 155–194 (2011).
- PREDEHL ET AL. eROSITA. Vol. 8145 of *SPIE Conference Series* (2011).
- PRESS ET SCHECHTER. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *ApJ* 187, 425–438 (1974).
- PRICE, FOWLER, KIDD, ET AL. Study of the Charge Spectrum of Extremely Heavy Cosmic Rays Using Combined Plastic Detectors and Nuclear Emulsions. *Phys. Rev. D* 3, 815–823 (1971).
- PROFUMO, SIGURDSON, ET KAMIONKOWSKI. What Mass Are the Smallest Protohalos? *Phys. Rev. Lett.* 97(3), 031301 (2006).
- PTUSKIN ET SOUTOUL. Decaying cosmic ray nuclei in the local interstellar medium. *A&A* 337, 859–865 (1998).
- PUTZE. Phénoménologie et détection du rayonnement cosmique nucléaire. *Thèse de doctorat* Université Joseph-Fourier - Grenoble I (2009).
- PUTZE, DEROME, MAURIN, PEROTTO, ET TAILLET. A Markov Chain Monte Carlo technique to sample transport and source parameters of Galactic cosmic rays. I. Method and results for the Leaky-Box model. *A&A* 497, 991–1007 (2009).
- PUTZE, DEROME, ET MAURIN. A Markov Chain Monte Carlo technique to sample transport and source parameters of Galactic cosmic rays. II. Results for the diffusion model combining B/C and radioactive nuclei. *A&A* 516, A66 (2010).
- PUTZE, MAURIN, ET DONATO. p, He, and C to Fe cosmic-ray primary fluxes in diffusion models. Source and transport signatures on fluxes and ratios. *A&A* 526, A101 (2011).
- RAMADURAI ET BISWAS. Production and Propagation of Cosmic-Ray ^2H and ^3He Nuclei. *Ap&SS* 30, 187–213 (1974).
- RAMATY ET LINGENFELTER. Cosmic-Ray ^2H and ^3He of Secondary Origin and the Residual Modulation of Cosmic Rays. *ApJ* 155, 587 (1969).
- REGIS ET ULLIO. Multiwavelength signals of dark matter annihilations at the Galactic center. *Phys. Rev. D* 78(4), 043505 (2008).

- REIPRICH ET BÖHRINGER. The Mass Function of an X-ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters. *ApJ* 567, 716–740 (2002).
- ROCHESTER ET BUTLER. Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles. *Nature* 160, 855–857 (1947).
- ROLLINDE, MAURIN, VANGIONI, OLIVE, ET INOUE. Cosmic-Ray Production of Beryllium and Boron at High Redshift. *ApJ* 673, 676–685 (2008).
- ROLLINDE, VANGIONI, MAURIN, ET AL. Influence of Population III stars on cosmic chemical evolution. *MNRAS* 398, 1782–1792 (2009).
- RUFFOLO, CHUYCHAI, WONGPAN, ET AL. Perpendicular Transport of Energetic Charged Particles in Nonaxisymmetric Two-Component Magnetic Turbulence. *ApJ* 686, 1231–1244 (2008).
- SÁNCHEZ-CONDE, CANNONI, ZANDANEL, GÓMEZ, ET PRADA. Dark matter searches with Cherenkov telescopes: nearby dwarf galaxies or local galaxy clusters? *J. Cosmology Astropart. Phys.* 12, 11 (2011).
- SCHANNE, SIZUN, MAURIN, ET AL. Evidence for 1809 keV γ -ray Emission from ^{26}Al Decays in the Vela Region. Vol. 622 of *ESA Special Publication* p. 113 (2007).
- SEO ET PTUSKIN. Stochastic reacceleration of cosmic rays in the interstellar medium. *ApJ* 431, 705–714 (1994).
- SERSIC. Atlas de galaxias australes. Cordoba, Argentina: Observatorio Astronomico, 1968 (1968).
- SHAN, QIN, FORT, ET AL. Offset between dark matter and ordinary matter: evidence from a sample of 38 lensing clusters of galaxies. *MNRAS* 406, 1134–1139 (2010).
- SILK ET BLOEMEN. A γ -ray constraint on the nature of dark matter. *ApJ* 313, L47–L51 (1987).
- SILK ET SREDNICKI. Cosmic-ray antiprotons as a probe of a photino-dominated universe. *Phys. Rev. Lett.* 53, 624–627 (1984).
- SIMPSON. Elemental and Isotopic Composition of the Galactic Cosmic Rays. *ARNPS* 33, 323–382 (1983).
- SIZUN. Étude de l’annihilation électron-positon dans la région du centre Galactique avec le spectromètre INTEGRAL/SPI. *Thèse de doctorat* Université Paris Sud - Paris XI (2007).
- SPRINGEL, WHITE, JENKINS, ET AL. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature* 435, 629–636 (2005).
- SPRINGEL, WANG, VOGELSBERGER, ET AL. The Aquarius Project: the subhaloes of galactic haloes. *MNRAS* 391, 1685–1711 (2008).
- STECKER. The cosmic γ -ray background from the annihilation of primordial stable neutral heavy leptons. *ApJ* 223, 1032–1036 (1978).

- STECKER, PROTHEROE, ET KAZANAS. Cosmic-ray antimatter - A primary origin hypothesis. *Ap&SS* 96, 171–177 (1983).
- STECKER, RUDAZ, ET WALSH. Galactic antiprotons from photinos. *Phys. Rev. Lett.* 55, 2622–2625 (1985).
- STRONG ET MOSKALENKO. Propagation of Cosmic-Ray Nucleons in the Galaxy. *ApJ* 509, 212–228 (1998).
- STRONG ET MOSKALENKO. A Galactic Cosmic-Ray Database. *ArXiv 0907.0565* (2009).
- STRONG, MOSKALENKO, ET PTUSKIN. Cosmic-Ray Propagation and Interactions in the Galaxy. *ARNPS* 57, 285–327 (2007).
- TAILLET. Matière noire et rayons cosmiques galactiques. *Document d’habilitation à diriger des recherches* Université de Savoie (2010).
- TAILLET ET MAURIN. Spatial origin of Galactic cosmic rays in diffusion models. I. Standard sources in the Galactic disk. *A&A* 402, 971–983 (2003).
- TAILLET, SALATI, MAURIN, VANGIONI-FLAM, ET CASSÉ. The Effects of Discreteness of Galactic Cosmic-Ray Sources. *ApJ* 609, 173–185 (2004).
- TROTTA, JÓHANNESSON, MOSKALENKO, ET AL. Constraints on Cosmic-ray Propagation Models from A Global Bayesian Analysis. *ApJ* 729, 106 (2011).
- TURNER. Could primordial black holes be the source of the cosmic ray antiprotons. *Nature* 297, 379–381 (1982).
- ULLIO ET BERGSTRÖM. Neutralino annihilation into a photon and a Z boson. *Phys. Rev. D* 57, 1962–1971 (1998).
- VIKHLININ, KRAVTSOV, FORMAN, ET AL. Chandra Sample of Nearby Relaxed Galaxy Clusters: Mass, Gas Fraction, and Mass-Temperature Relation. *ApJ* 640, 691–709 (2006).
- WALKER. Dark Matter in the Galactic Dwarf Spheroidal Satellites p. 1039. Springer Science+Business Media Dordrecht, edited by Oswalt, T. D. and Gilmore, G. (2013). doi: 10.1007/978-94-007-5612-0_20.
- WALKER, MATEO, OLSZEWSKI, ET AL. A Universal Mass Profile for Dwarf Spheroidal Galaxies? *ApJ* 704, 1274–1287 (2009).
- WALKER, COMBET, HINTON, MAURIN, ET WILKINSON. Dark Matter in the Classical Dwarf Spheroidal Galaxies: A Robust Constraint on the Astrophysical Factor for γ -ray Flux Calculations. *ApJ* 733, L46 (2011).
- WALLERSTEIN, IBEN, JR., PARKER, ET AL. Synthesis of the elements in stars: forty years of progress. *Rev. Mod. Phys.* 69, 995–1084 (1997).
- WARREN, HUGHES, BADENES, ET AL. Cosmic-Ray Acceleration at the Forward Shock in Tycho’s Supernova Remnant: Evidence from Chandra X-ray Observations. *ApJ* 634, 376–389 (2005).

- WEBBER. New Measurements of the Cross Sections of ^4He into ^2H and ^3He and their Implication for ^2H and ^3He Production in Cosmic Rays. Vol. 3 of *ICRC* p. 404 (1990).
- WEBBER. The charge and isotopic composition of $Z=6-14$ cosmic ray nuclei at their source. *ApJ* 252, 386–392 (1982).
- WEBBER. ^3He and ^2H measurements and what they tell us about cosmic ray propagation in the galaxy. *Adv. Space Res.* 19, 755–758 (1997).
- WEBBER ET ROCKSTROH. Monte Carlo calculations of cosmic ray electron and nuclei diffusion in the galaxy—a comparison of data and predictions. *Adv. Space Res.* 19, 817–820 (1997).
- WEBBER ET SOUTOUL. A Study of the Surviving Fraction of the Cosmic-Ray Radioactive Decay Isotopes ^{10}Be , ^{26}Al , ^{36}Cl and ^{54}Mn as a Function of Energy Using the Charge Ratios Be/B , Al/Mg , Cl/Ar , and Mn/Fe Measured on HEAO3. *ApJ* 506, 335–340 (1998).
- WEBBER, LEZNIAK, KISH, ET DAMLE. The Relative Abundance of the Isotopes of Li, Be and B and the Age of Cosmic Rays. *Ap&SS* 24, 17–29 (1973).
- WEBBER, KISH, ET SIMPSON. New Measurements of the Isotopic Composition of Cosmic-Ray Nuclei with $Z=16-26$ Using a Double Cerenkov X Total Energy Technique. Vol. 1 of *ICRC* p. 430 (1979).
- WEBBER, GOLDEN, ET MEWALDT. A reexamination of the cosmic-ray helium spectrum and the $^3\text{He}/^4\text{He}$ ratio at high energies. *ApJ* 312, 178–182 (1987).
- WEBBER, LEE, ET GUPTA. Propagation of cosmic-ray nuclei in a diffusing galaxy with convective halo and thin matter disk. *ApJ* 390, 96–104 (1992).
- WECHSLER, BULLOCK, PRIMACK, KRAVTSOV, ET DEKEL. Concentrations of Dark Halos from Their Assembly Histories. *ApJ* 568, 52–70 (2002).
- WECHSLER, ZENTNER, BULLOCK, KRAVTSOV, ET ALLGOOD. The Dependence of Halo Clustering on Halo Formation History, Concentration, and Occupation. *ApJ* 652, 71–84 (2006).
- WELSH, LALLEMENT, VERGELY, ET RAIMOND. New 3D gas density maps of NaI and CaII interstellar absorption within 300 pc. *A&A* 510, A54 (2010).
- WENTZEL. Hydromagnetic Waves Excited by Slowly Streaming Cosmic Rays. *ApJ* 152, 987 (1968).
- WENTZEL. The Propagation and Anisotropy of Cosmic Rays. I. Theory for Steady Streaming. *ApJ* 156, 303 (1969).
- WROBLEWSKI. Hypernuclei (and Strange Particles) — How It All Began? *Acta Phys. Pol. B* 35, 901 (2004).
- XIONG ET AL. Measurement of $^3\text{He}/^4\text{He}$ ratio in cosmic rays with the AMS experiment. *JHEP* 11, 048 (2003).
- YOUNG, FREIER, WADDINGTON, BREWSTER, ET FICKLE. The elemental and isotopic composition of cosmic rays - Silicon to nickel. *ApJ* 246, 1014–1030 (1981).

- YUAN, YIN, BI, ZHANG, ET ZHU. γ -rays and neutrinos from dark matter annihilation in galaxy clusters. *Phys. Rev. D* 82(2), 023506 (2010).
- ZHANG. A Markov Stochastic Process Theory of Cosmic-Ray Modulation. *ApJ* 513, 409–420 (1999).
- ZHAO, JING, MO, ET BÖRNER. Mass and Redshift Dependence of Dark Halo Structure. *ApJ* 597, L9–L12 (2003).
- ZHAO, JING, MO, ET BÖRNER. Accurate Universal Models for the Mass Accretion Histories and Concentrations of Dark Matter Halos. *ApJ* 707, 354–369 (2009).
- ZHAO. Analytical models for galactic nuclei. *MNRAS* 278, 488–496 (1996).

